ANALYSIERVERMÖGEN DES PROTONS FÜR DIE N–P–STREUUNG MIT 16–MeV–NEUTRONEN

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors

der Naturwissenschaften

dem Fachbereich Physik

der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

Walter Steinkilberg

aus Ibbenbüren

1978

78 205

ANALYSIERVERMÖGEN DES PROTONS FÜR DIE N–P–STREUUNG MIT 16–MeV–NEUTRONEN

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors

der Naturwissenschaften

dem Fachbereich Physik

der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

Walter Steinkilberg

aus Ibbenbüren

1978

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Tag der mündlichen Prüfung	:	17. April 1978
Dekan	:	Prof. Dr. E. Schmid
1. Berichterstatter	:	Prof. Dr. G. Mack
2. Berichterstatter	:	Prof. Dr. G. Staudt

I N H A L T

1. Einleitung 2

2. Theoretische Grundlagen 4
   - 2.1. Dichtematrixformalismus 4
   - 2.2. Streumatrix 5
   - 2.3. Streuphasendarstellung 7
   - 2.4. Observable 9

3. Meßprinzip 12
   - 3.1. Meßgrößen 12
   - 3.2. Meßverfahren 13
   - 3.3. Meßgenauigkeit 14

4. Instrumentelle Asymmetrien und ihre Korrektur 16
   - 4.1. Stationäre Fehler 16
     - 4.1.1. Fehlerquellen 16
     - 4.1.2. Doppelkompensationsverfahren 18
   - 4.2. Fehler durch Driften 24
     - 4.2.1. Stabilitätstests 24
     - 4.2.2. Elektronikdriften 24
     - 4.2.3. Verstärkungsdriften der Multiplier 32
   - 4.3. Totzeitkorrektur 36

5. Anordnung und Durchführung des Experimentes 37
   - 5.1. Neutronenquelle 37
   - 5.2. Streuanordnung 39
     - 5.2.1. Streuer, Endzähler und Monitor 39
     - 5.2.2. Goniometer und Spindreher 41
     - 5.2.3. Justierung 42
   - 5.3. Nachweiselektronik 43
   - 5.4. Durchführung des Experimentes 47

6. Auswerteverfahren 50
   - 6.1. Festlegung der Integrationsgrenzen 50
   - 6.2. Berechnung von Asymmetrie und Analysiervermögen 57
   - 6.3. Fehlerrechnung 60

7. Diskussion der Ergebnisse 65

8. Literaturverzeichnis 73

1. Einleitung

Bis heute gibt es noch keine Potentiale zur exakten Beschreibung der starken Wechselwirkung. Die bekannten Potentiale sind nicht in der Lage, sämtliche Observablen der möglichen Zwei-Nukleonen-Systeme bei niedrigen Energien (unterhalb 25 MeV) exakt wiederzugeben. Gleiches gilt für die verschiedenen Streuphasenanalysen, von denen die von Breit et al.[1] (Yale IV) und von MacGregor et al.[2] (LRL X) die größte Bedeutung erlangt haben. Im Energiebereich um 20 MeV konnten die T=1 - Streuphasen aus den vorliegenden p-p-Streudaten sehr genau bestimmt werden. Die T=0 - Streuphasen kennt man viel weniger gut, da das dazu benötigte n-p-Streudatenmaterial wesentlich spärlicher und ungenauer ist. Deshalb ist es erforderlich, genauere Messungen durchzuführen, um mehr Information über die Eigenschaften der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung zu erhalten. Ziel dieser Arbeit war es, das bisher vorhandene Datenmaterial durch eine sehr genaue Messung des n-p-Analysiervermögens zu erweitern und wenn möglich eine der bekannten Analysen zu bestätigen bzw. eine genauere Streuphasenanalyse zu ermöglichen.

Das n-p-Analysiervermögen hängt nach Mutchler und Simmons[3] empfindlich von den Spin-Bahn-Splitting-Parametern Δ_{LS}^{P} und Δ_{LS}^{D} ab, die sich nach Gammel, Thaler[4] und Perring[5] direkt aus den Streuphasen berechnen lassen. Da sich diese Parameter über einen Datenfit aus den experimentellen Ergebnissen berechnen lassen, ist ein direkter Vergleich zwischen den experimentellen Ergebnissen und den aus den verschiedenen Streuphasenanalysen oder Potentialen berechneten Werten möglich.

Neuere Experimente, die seit Beginn dieser Arbeit von Morris et al.[6], Jones und Brooks[7], Tornow et al.[8], Fischer et al.[9] und Garrett et al.[10] bei Neutronenenergien von 14,5 MeV, 16,2 MeV, 16,4 MeV, 16,9 MeV, 21,1 MeV und 21,6 MeV durchgeführt wurden, deuten auf eine bessere Verifizierung der Meßdaten durch die Livermore-Streuphasen (LRL X) hin.

Wegen des kleinen Wertes des n-p-Analysiervermögens bedarf eine solche Messung der größten Sorgfalt - insbesondere bei einer Neutronen-Primärpolarisation von nur 14,8 %. Deshalb wurde für das durchgeführte Experiment ein eigenes Fehler - kompensations - und -korrekturverfahren entwickelt. Gemessen wurde bei einer Neutronenenergie von 15,9 MeV unter Labor - winkeln von 30°, 40° und 50°.

2. Theoretische Grundlagen

2.1. Dichtematrixformalismus

Als Ausgangspunkt für die rechnerische Behandlung der Nukleon-Nukleon-Streuung läßt sich die von-Neumannsche Dichtematrixdefinition $\rho = \Sigma_n p_n \cdot |n\rangle\langle n|$ verwenden. Dabei ist $|n\rangle$ ein im Nukleonenstrahl vorkommender, beliebiger reiner Zustand. n numeriert die einzelnen, normierten Zustände $|n\rangle$. Die Größe p_n gibt den Bruchteil der Strahlteilchen an, die sich im Zustand $|n\rangle$ befinden, und nach der Normierung $\Sigma_n p_n = 1$ die Wahrscheinlichkeit der einzelnen Zustände $|n\rangle$.
Die Kenntnis der Dichtematrix ρ, die sich aus dem äußeren Produkt der Dichtematrix von Strahl- und Targetteilchen $\rho = \rho_{Strahl} \otimes \rho_{Target}$ ergibt, ermöglicht es, für die betreffende Mischung von Spinzuständen im Strahl den Erwartungswert eines Spinoperators anzugeben. Man kann sich hier zur Beschreibung des Strahls auf den Spinoperator A_s beschränken, da sich ein beliebiger Operator A, der auf die Zustände des Strahls wirkt, in einen Operator A_s im Spinraum beider Teilchen und einen Operator $P(\vec{k})$ aufspalten läßt, der auf einen Zustand des relativen Impulses $\vec{k}$ projiziert und dessen Erwartungswert die Wahrscheinlichkeit angibt, das Teilchen im Impulszustand $\vec{k}$ anzutreffen: $A = A_s \cdot P(\vec{k})$ und $\langle A\rangle = \langle A_s\rangle\langle P(\vec{k})\rangle$. Zur Beschreibung des Strahls genügt also die Kenntnis des Erwartungswertes $\langle A_s\rangle_k = Sp(\rho(\vec{k}) \cdot A_s)/Sp(\rho(\vec{k}))$. Dabei wird für den Eingangskanal die Normierung $Sp\rho = \Sigma p_n = 1$ vorgenommen.
Für den Fall der Streuung von zwei Spin-1/2-Teilchen ist ρ eine hermitesche 4×4-Matrix, deren 16 Matrixelemente man durch die Erwartungswerte von 16 hermiteschen Operatoren S^μ im Spinraum beider Teilchen beschreiben kann. Das gilt sowohl für den Eingangs- wie für den Ausgangskanal der Streuung. Ein solches vollständiges System von 16 Operatoren S^μ läßt sich durch äußere Produktbildung $\sigma_\lambda^1 \otimes \sigma_\varkappa^2$ ($\lambda = 1,4$; $\varkappa = 1,4$) der Paulimatrizen und der Einheitsmatrix im Spinraum beider

Teilchen erzeugen.
Dabei ist : $\sigma_1 = 1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$, $\sigma_2 = \sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$, $\sigma_3 = \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$, $\sigma_4 = \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$. Wegen $Sp\{(\sigma_\lambda^1 \otimes \sigma_\kappa^2)(\sigma_\alpha^1 \otimes \sigma_\gamma^2)\} = 4 \cdot \delta_{\lambda\alpha} \cdot \delta_{\kappa\gamma}$ gilt für die Operatoren S^μ die Orthogonalitätsrelation $Sp\{S^\mu S^\nu) = 4\delta_{\mu\nu}$. Wegen $\langle S^\mu \rangle Sp\rho = Sp(\rho \cdot S^\mu)$ ist somit die Dichtematrix festgelegt, die man nun als Linearkombination der S^μ darstellen kann:

$$\rho = \frac{1}{4} \cdot \Sigma_\mu S^\mu Sp(\rho \cdot S^\mu) = \frac{1}{4} \cdot Sp\rho \cdot \Sigma_\mu \langle S^\mu \rangle \cdot S^\mu$$

Mit dieser Dichtematrixdefinition läßt sich nun die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung in übersichtlicher Weise behandeln. Da sich der Zustand des Zwei-Nukleonen-Systems sowohl vor als auch nach der Streuung durch eine Dichtematrix ρ_{in} bzw. ρ_{fin} darstellen läßt, kann man die N-N-Streuung durch eine Transformationsmatrix beschreiben, die den Anfangszustand in den Endzustand überführt:

$$\rho_{fin}(\vec{k}_{fin}) = M(\vec{k}_{in}, \vec{k}_{fin}) \cdot \rho_{in}(\vec{k}_{in}) \cdot M^+(\vec{k}_{in}, \vec{k}_{fin})$$

Die Lösung des Streuproblems reduziert sich damit auf die Bestimmung des Operators $M(\vec{k}_{in}, \vec{k}_{fin})$, der Art und Stärke der Wechselwirkung enthält. M wird im folgenden "Streumatrix" genannt. Mit

$$\rho_{fin} = M\rho_{in}M^+ = M(\frac{1}{4} \cdot Sp\,\rho_{in} \cdot \Sigma_\nu \langle S^\nu \rangle_{in} \cdot S^\nu)M^+ = \frac{1}{4} \cdot Sp\,\rho_{in} \cdot \Sigma_\nu \langle S^\nu \rangle_{in} MS^\nu M^+$$

und

$$Sp(\rho_{fin} S^\mu) = \frac{1}{4} \cdot Sp\rho_{in} \Sigma_\nu \langle S^\nu \rangle_{in} Sp(MS^\nu M^+ S^\mu)$$

lassen sich dann alle denkbaren Observable der N-N-Streuung wie folgt beschreiben:

$$\langle S^\mu \rangle_{fin} \cdot \sigma = \frac{1}{4} \cdot \Sigma_\nu \langle S^\nu \rangle_{in} \cdot Sp(MS^\nu M^+ S^\mu)$$

Dabei ist $\sigma = Sp\rho_{fin} / Sp\rho_{in}$ der Wirkungsquerschnitt.

2.2. Die Streumatrix

Wie die Dichtematrix ist auch die Streumatrix M eine 4 x 4 - Matrix im Spinraum der beiden Spin-1/2-Teilchen und kann

ebenfalls nach den $S^{\mu} = \sigma_{\lambda}^{1} \otimes \sigma_{\varkappa}^{2}$ entwickelt werden:

$$M = \Sigma_{\lambda\varkappa} M_{\lambda\varkappa} \cdot (\sigma_{\lambda}^{1} \otimes \sigma_{\varkappa}^{2})$$

Definiert man mit Hilfe der Eingangs- und Ausgangsimpulse $\vec{k}_{in}$ und $\vec{k}_{fin}$ ($|\vec{k}_{in}| = |\vec{k}_{fin}|$) ein System von orthogonalen Einheitsvektoren $\vec{P}, \vec{K}$ und $\vec{N}$ mit

$$\vec{P} = (\vec{k}_{fin} + \vec{k}_{in}) / |\vec{k}_{fin} + \vec{k}_{in}|$$

$$\vec{K} = (\vec{k}_{fin} - \vec{k}_{in}) / |\vec{k}_{fin} - \vec{k}_{in}|$$

$$\vec{N} = (\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{fin}) / |\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{fin}|$$

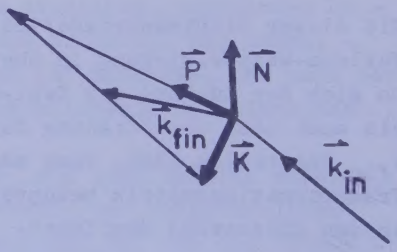

Abb. 1 Koordinatensystem

und schreibt weiterhin

$$\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z) = (\sigma_P, \sigma_K, \sigma_N) ,$$

so läßt sich bei der starken Wechselwirkung die Zahl der Matrixelemente wegen der Gültigkeit von Raumspiegelungs - und Zeitumkehrinvarianz und Isospinerhaltung von 16 auf 5 reduzieren:

$$M = \alpha \cdot (1 \otimes 1) + \beta \cdot \{(1 \otimes \vec{\sigma}_2)\vec{N} + (\vec{\sigma}_1 \otimes 1)\vec{N}\} + \gamma \cdot (\vec{\sigma}_1 \vec{N}) \otimes (\vec{\sigma}_2 \vec{N}) + \delta \cdot (\vec{\sigma}_1 \vec{K}) \otimes (\vec{\sigma}_2 \vec{K}) + \varepsilon \cdot (\vec{\sigma}_1 \vec{P}) \otimes (\vec{\sigma}_2 \vec{P})$$

Durch Anwendung der Singulett- und Triplett-Projektions - operatoren Λ^0 und Λ^1 kann man die Streumatrix in eine zur Beschreibung der möglichen Observablen handlichere Form bringen [11,12]:

$$M = B \cdot \Lambda^0 + C \cdot \{(\vec{\sigma}_1 \otimes 1) + (1 \otimes \vec{\sigma}_2)\} \cdot \vec{N} + N \cdot \{(\vec{\sigma}_1 \vec{N}) \otimes (\vec{\sigma}_2 \vec{N})\} \cdot \Lambda^1 + \frac{1}{2} \cdot G \cdot \{(\vec{\sigma}_1 \vec{K}) \otimes (\vec{\sigma}_2 \vec{K}) + (\vec{\sigma}_1 \vec{P}) \otimes (\vec{\sigma}_2 \vec{P})\} \cdot \Lambda^1 + \frac{1}{2} \cdot H \cdot \{(\vec{\sigma}_1 \vec{K}) \otimes (\vec{\sigma}_2 \vec{K}) - (\vec{\sigma}_1 \vec{P}) \otimes (\vec{\sigma}_2 \vec{P})\} \cdot \Lambda^1$$

Führt man die einzelnen Operationen explizit aus, so erhält man für die Streumatrix M folgende Darstellung:

$$M = \begin{pmatrix} 2N + 4C & 0 & 0 & -2H \\ 0 & B + (G-N) & -B + (G-N) & 0 \\ 0 & -B + (G-N) & B + (G-N) & 0 \\ -2H & 0 & 0 & 2N - 4C \end{pmatrix}$$

Zur vollständigen Kenntnis der Streumatrix müssen also verschiedene Experimente zur Bestimmung der 5 unabhängigen Größen B, C, N und G-N durchgeführt werden.

2.3. Streuphasendarstellung

Beschreibt Φ_{in} für $t=-\infty$ einen freien Zustand vor der Streuung und Φ_{fin} für $t=+\infty$ einen freien Zustand nach der Streuung, so läßt sich die elastische Streuung durch einen unitären Streuoperator S beschreiben:

$$\Phi_{fin} = S\,\Phi_{in}$$

Wegen der Unitarität von S sind auch dessen Eigenwerte S_n unitär und lassen sich durch reelle Streuphasen darstellen. Die die Matrix bestimmenden Größen B, C, N und G-N lassen sich dann nach S.C. Wright[11] wie folgt als Funktion dieser Streuphasen darstellen:

$$B = -\frac{\alpha}{2k} e^{2i\eta_0}[S+C] + \frac{1}{ik} \sum_{\text{even } l} e^{2i\eta_l} \alpha_{l,0}{}^N (2l+1) P_l,$$

$$C = \frac{\sin\theta}{4k} \left\{ \sum_{\text{odd } l} \left[\beta_1{}^{l+1} \frac{(2l+3)}{l+1} P_l' - \beta_2{}^{l+1} \frac{(2l+3)}{l+2} P_{l+2}' - \alpha_{l,1}{}^N e^{2i\eta_l} \frac{(2l+1)}{l(l+1)} P_l' \right] - \alpha_{0,1}{}^N e^{2i\eta_1} \right\},$$

$$N = -\frac{\alpha}{2k} e^{2i\eta_0}[S-C] + \frac{1}{2ik} \left\{ \sum_{\text{odd } l} \left[\beta_1{}^{l+1} \left(2(l+1) P_l - \frac{\mu P_l'}{l+1} \right) + \beta_2{}^{l+1} \left(2(l+2) P_{l+2} - \frac{\mu P_{l+2}'}{l+2} \right) \right.\right.$$

$$\left.\left. - \frac{\beta_2{}^{l+1}}{[(l+1)(l+2)]^{\frac{1}{2}}} P_{l+1}' + e^{2i\eta_l} \alpha_{l,1}{}^N \frac{(2l+1)}{l(l+1)} \mu P_l' \right] + \alpha_{0,1}{}^N e^{2i\eta_1} P_1 \right\},$$

$$H=\frac{1}{2ik}\Big\{\sum_{\text{odd } l}\Big[\beta_1^{l+1}\frac{P_l'}{l+1}+\beta_2^{l+1}\frac{P_{l+2}'}{l+2}+\frac{\beta_3^{l+1}}{[(l+1)(l+2)]^1}(\mu P_{l+1}'-2(l+2)(l+1)P_{l+1})$$
$$-e^{2i\eta_l}\alpha_{l,1}{}^N\frac{2l+1}{l(l+1)}P_l'\Big]+\alpha_{0,1}{}^N e^{2i\eta_1}\Big\}$$

$$G-N=-\frac{\alpha}{2k}e^{2i\eta}[\mathcal{S}-\mathcal{C}]+\frac{1}{ik}\Big\{\sum_{\text{odd } l}\Big[\beta_1^{l+1}\Big(P_l+\frac{\mu P_l'}{l+1}\Big)+\beta_2^{l+1}\Big(-P_{l+2}+\frac{\mu P_{l+2}'}{l+2}\Big)$$
$$+\frac{\beta_3^{l+1}}{[(l+1)(l+2)]^1}P_{l+1}'+e^{2i\eta}\alpha_{l,1}{}^N(2l+1)\Big(P_l-\frac{\mu P_l'}{l(l+1)}\Big)$$

Dabei ist $P_l' = dP_l/d\mu$, $\mu=\cos\theta$ und P_l ein Legendre-Polynom l-ten Grades.

$$e^{2i\eta_l}=\Gamma(l+1+i\alpha)/\Gamma(l+1-i\alpha),$$
$$\alpha_{J,1}{}^N e^{2i\eta_l}=e^{2i\delta_J}-e^{2i\eta_l},$$

δ_J ist die Streuphase für Triplettzustände mit dem Bahn - bzw. Gesamtdrehimpuls l und J. $\alpha_{l,0}{}^N e^{2i\eta_l}$ ist der entsprechende Ausdruck für Singulettzustände.

$$\beta_1^J=(\exp(2i\delta_J{}^1)-\exp(2i\eta_l))\cos^2\epsilon_J$$
$$+(\exp(2i\delta_J{}^2)-\exp(2i\eta_l))\sin^2\epsilon_J,$$
$$\beta_2^J=(\exp(2i\delta_J{}^1)-\exp(2i\eta_{l+2}))\sin^2\epsilon_J$$
$$+(\exp(2i\delta_J{}^2)-\exp(2i\eta_{l+2}))\cos^2\epsilon_J,$$
$$\beta_3^J=(\exp(2i\delta_J{}^1)-\exp(2i\delta_J{}^2))\sin 2\epsilon_J.$$

δ_J^1 und δ_J^2 sind die beiden Eigenphasen der Triplettzustände mit dem Gesamtdrehimpuls J und der Parität $(-1)^l$, d.h. δ_J, δ_J^1 und δ_J^2 sind die Phasenverschiebungen der Partialwellen u_l mit l=J, l=J-1 und l=J+1, deren Überlagerung den Anteil Ψ_J zur Gesamtwellenfunktion Φ_{fin} ergibt. ϵ_J ist der Mischungsparameter[12], der ein Maß für die Mischung von u_{J-1} und u_{J+1} darstellt.
Weiter ist

$$\mathcal{S}=[\sin^2(\theta/2)]^{-1}\exp[-i\alpha\ln\sin^2(\theta/2)],$$
$$\mathcal{C}=[\cos^2(\theta/2)]^{-1}\exp[-i\alpha\ln\cos^2(\theta/2)].$$

Bei Anwendung dieser Formeln auf die Neutron-Proton-Streu - ung ist $\alpha=e^2/\hbar v$ gleich Null zu setzen. Da im Gegensatz zur p-p-Streuung bei der n-p-Streuung das Zwei-Nukleonen-System die Isospins T=0 und T=1 haben kann, muß man die Summation

sowohl bei Spinsingulett- als auch bei Spintriplettzu - ständen über alle l laufen lassen, wobei darauf zu achten ist, daß es keinen ^3S_o-Zustand gibt.

2.4. Observable

Aus der in Abschnitt 2.2. angegebenen Darstellung der Streumatrix sieht man, daß sich die Nukleon-Nukleon-Streuung ganz allgemein durch fünf komplexe Streuamplituden und damit durch zehn reelle Parameter vollständig beschreiben läßt. Sieht man von einer gemeinsamen Phase ab, sind es nur noch neun. Für eine bestimmte Energie sind also zur voll - ständigen Kenntnis der Streumatrix 9 unabhängige Messungen (Winkelverteilungen) erforderlich. Die zugehörigen Obser - vablen lassen sich nach den vorangegangenen Erläuterungen durch Streuphasen darstellen.
Von den 9 benötigten Observablen , auf die sich die theo - retische Zahl von 256 Observablen reduzieren ließ[13], seien hier vier dargestellt:

a) Messung des Wirkungsquerschnitts für unpolarisier- ten Strahl und unpolarisiertes Target:

$$\sigma^o = \frac{1}{4}\,\mathrm{Sp}(MM^+)$$
$$= \frac{1}{4}\,|B|^2 + 2\,|C|^2 + \frac{1}{2}\,|N|^2 + \frac{1}{2}\,|H|^2 + \frac{1}{4}\,|G-N|^2$$

b) Messung der Polarisation des zunächst unpolarisier- ten Nukleonenstrahls nach der Streuung an unpola - sierten Targetteilchen:

$$P\cdot\sigma^o = \frac{1}{4}\,\mathrm{Sp}(MM^+(\sigma_z^1 \otimes 1)) = 2\,\mathrm{Re}(NC^*)$$

c) Messung des Wirkungsquerschnitts für die N-N-Streu- ung mit polarisiertem Strahl und unpolarisiertem Target:

$$\sigma = \frac{1}{4}\,\mathrm{Sp}(MM^+) + \frac{1}{4}\,\langle\sigma_z^1 \otimes 1\rangle_{in}\cdot\mathrm{Sp}(M(\sigma_z^1 \otimes 1)M^+)$$
$$= \sigma^o + 2\,\mathrm{Re}(NC^*)\cdot\langle\sigma_z^1 \otimes 1\rangle_{in} = \sigma^o\,(1 + P\cdot P_z^o)$$

Dabei wurde eine beliebige Primärpolarisation angenommen. Wegen $Sp(M(\sigma_x^1 \otimes 1)M^+) = Sp(M(\sigma_y^1 \otimes 1)M^+) = 0$ spielt nur die Komponente der Primärpolarisation in Richtung der Streunormalen eine Rolle.

d) Messung der Polarisation des gestreuten Nukleonenstrahls nach der Streuung an einem unpolarisierten Target mit nicht verschwindender Primäpolarisation:

(Bezeichnungen:
Polarisation des ungestreuten Strahls: $\vec{P}^0=(P_x^0,P_y^0,P_z^0)$
Polarisation des gestreuten Strahls: $\vec{P}^1=(P_x^1,P_y^1,P_z^1)$

$$P_x^0=\langle\sigma_x^1\otimes 1\rangle_{in},\ P_y^0=\langle\sigma_y^1\otimes 1\rangle_{in},\ P_z^0=\langle\sigma_z^1\otimes 1\rangle_{in}$$

$$P_x^1=\langle\sigma_x^1\otimes 1\rangle_{fin},\ P_y^1=\langle\sigma_y^1\otimes 1\rangle_{fin},\ P_z^1=\langle\sigma_z^1\otimes 1\rangle_{fin}\ )$$

$$P_x^1\cdot\sigma = P_x^0\cdot\{\tfrac{1}{2}\,\mathrm{Re}(HB^* + HN^* + GN^* \quad BN - HG) - \tfrac{1}{2}|N|^2$$
$$+ P_y^0\cdot\mathrm{Im}(CG^* + CB^* + NC^*)$$

$$P_y^1\cdot\sigma = P_x^0\cdot\mathrm{Im}(GC^* + BC^* + CN^*)$$
$$+ P_y^0\cdot\{\tfrac{1}{2}\,\mathrm{Re}(HG^* + NG^* + NB^* - NH^* - BH^*) - \tfrac{1}{2}|N|^2$$

$$P_z^1\cdot\sigma = P_z^0\cdot\{2|C|^2 + \tfrac{1}{2}|N|^2 - \tfrac{1}{2}|H|^2 + \tfrac{1}{2}\,\mathrm{Re}(GB^* - NB^*)$$
$$+ 2\,\mathrm{Re}(NC^*)$$

Weitere Observable - wie die Wolfensteinparameter[12] A, R, A', R' und D - lassen sich in ähnlicher Weise mit Hilfe der oben definierten Streumatrix M darstellen[14].
Die möglichen Experimente, aus denen sich die benötigten Observablen bestimmen lassen, sind in der Tabelle 1 zusammengefaßt [15]. Dabei geben die Zeilen die Art der Messung an. Die Spalten klassifizieren das Experiment nach dem Polarisationszustand von Primärstrahl (S) und Target (T). U steht für unpolarisiert, P für polarisiert. Die Indizes α und ß geben die Spinrichtung im Anfangszustand, die Indizes μ und ν die Polarisationsrichtung im Endzustand an. Die beiden vorderen Indizes (α, μ) beziehen sich auf das gestreute, die beiden hin-

teren (ß, ν) auf das Targetnukleon.

	A USUT	B PSUT	C USPT	D PSPT
1 Wirkungs-querschnitt	σ^0	σ^α	σ^β	$\sigma^{\alpha\beta}$
2 Polarisation (Strahl)	P	P^α_μ	P^β_μ	$P^{\alpha\beta}_\mu$
3 Polarisation (Target)	P	P^α_ν	P^β_ν	$P^{\alpha\beta}_\nu$
4 Polarisations-Korrelation	$C_{\mu\nu}$	$C^\alpha_{\mu\nu}$	$C^\beta_{\mu\nu}$	$C^{\alpha\beta}_{\mu\nu}$

Tab. 1 Insgesamt mögliche N-N-Streuexperimente

Die Polarisation P^1 des an unpolarisierten Targetnukleonen gestreuten Nukleonenstrahls ist bei verschwindender Primär-polarisation wegen der Gültigkeit der Zeitumkehrinvarianz bei der starken Wechselwirkung gleich dem Analysiervermögen A der Targetnukleonen. Wegen $\sigma = \sigma^0(1 + P^1P^0) = \sigma^0(1 + A \cdot P^0)$ entsprechen die beiden äquivalenten Wirkungsquerschnitts-messungen B1 und C1 einer Asymmetriemessung $\epsilon = A \cdot P^0$. Damit sind neben anderen auch die Experimente A2 und B1 einander äquivalent, d.h. sie liefern dieselbe physikalische Infor-mation. Man wird deshalb anstelle eines Doppelstreuexperi-mentes A2 zur Bestimmung von P^1 das vergleichsweise weniger aufwendige Experiment B1 zur Bestimmung der Asymmetrie ϵ und damit zur Bestimmung der Analysierstärke A der Target-nukleonen durchführen.

In den folgenden Abschnitten wird Aufbau und Durchführung eines solchen Experimentes zur Bestimmung des Analysier-vermögens des Protons für die n-p-Streuung mit polarisier-ten 15,85-MeV-Neutronen beschrieben.

3. Meßprinzip

3.1. Meßgrößen

Nach 2.4. läßt sich die Analysierstärke des Protons aus der Messung des Wirkungsquerschnitts der n-p-Streuung mit polarisierten Neutronen bestimmen:

$$\sigma(\theta,\Phi) = \sigma^{o}(\theta)\cdot(1 + A(\theta)\cdot P^{o}\cdot\cos\Phi)$$

Dabei bedeutet wieder σ^{o} den differentiellen Wirkungs - querschnitt für unpolarisierte Neutronen unter dem Streu - winkel θ, A die Analysierstärke des Protons, P^{o} die Pri - märpolarisation und Φ den Winkel zwischen Primärpolari - sation und Streunormale $\vec{n} = (\vec{k}_{in}\times\vec{k}_{fin})/|\vec{k}_{in}\times\vec{k}_{fin}|$ (Ba - selkonvention[16]). Mißt man gleichzeitig zwei Wirkungs - querschnitte unter den ausgezeichneten Azimutwinkeln $\Phi_1=0$ (Streuung nach links) und $\Phi_2=\pi$ (Streuung nach rechts), also $\sigma_1=\sigma(\theta,0)$ und $\sigma_2=\sigma(\theta,\pi)$, so ist $\sigma_1=\sigma^{o}(1 + P^{o}A)$ und $\sigma_2=\sigma^{o}(1 - P^{o}A)$. Das Meßproblem reduziert sich dann auf eine Relativmessung. Meßgröße wird das Links-Rechts-Verhältnis

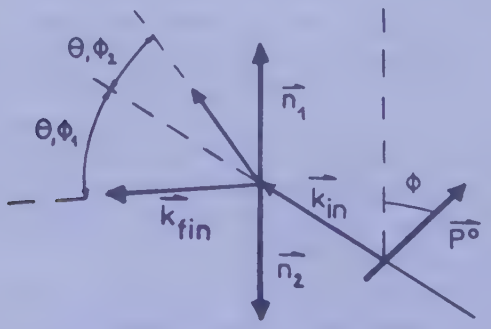

Abb. 2 Zur Definition des Links-Rechts-Verhältnisses

$R = \sigma_1/\sigma_2 = N_o/N_\pi$, wobei N_o und N_π die Anzahl der unter den Azimutwinkeln $\Phi_1=0$ und $\Phi_2=\pi$ nachgewiesenen, gestreuten Neutronen ist. Wegen $\epsilon = P^{o}A$ wird dann $R = (1+\epsilon)/(1-\epsilon)$ und für die Asymmetrie ϵ gilt: $\epsilon = (R-1)/(R+1) = (N_o-N_\pi)/(N_o+N_\pi)$

3.2. Meßverfahren

Zur Messung der Asymmetrie wird folgende prinzipielle Anordnung benutzt:
Als Quelle für polarisierte Neutronen dient die $^3H(^2H,\vec{n})^4He$ - Reaktion. Schießt man 2 MeV-Deuteronen auf ein Tritiumtarget T, so erhält man ein Maximum des Betrages der Polarisation bei dem Neutronenemissionswinkel $\theta_o = 70^o$.

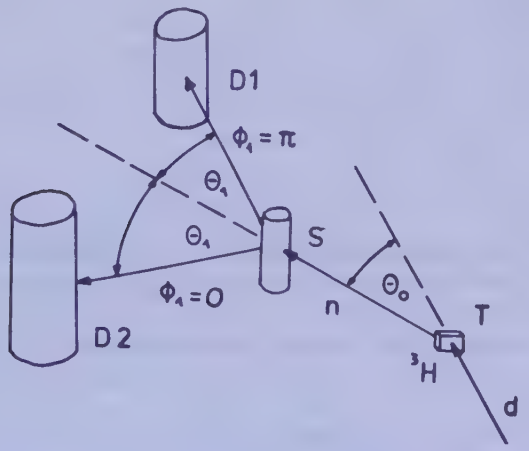

Abb. 3 Asymmetriemessung (Prinzipielle Anordnung)

Die so erzeugten polarisierten Neutronen werden im Streuer S an Protonen gestreut und in den Detektoren D1 und D2 nachgewiesen. Mittels eines Flugzeitspektrometers werden aus den im Streuer und in den beiden Enddetektoren nachgewiesenen Ereignissen Flugzeitspektren erzeugt, aus denen sich nach Abzug des Untergrundes die Zahl der korrelierten Ereignisse N_o und N_π für die Streuung nach links bzw. nach rechts bestimmen lassen. Das Verhältnis beider Zählraten gibt das Links-Rechts-Verhältnis R und damit die Asymmetrie ϵ an.

3.3 Meßgenauigkeit

Die Vorhersagen für die n-p-Analysierstärke bei 16 MeV, wie sie aus den verschiedenen Streuphasenanalysen berechnet wurden, unterscheiden sich besonders im Winkelbereich $40^{\circ} \leq \theta_{cm} \leq 100^{\circ}$ sehr stark. Bei Werten von etwa 3% gibt es Abweichungen von mehr als 1% (siehe Abb. 4).

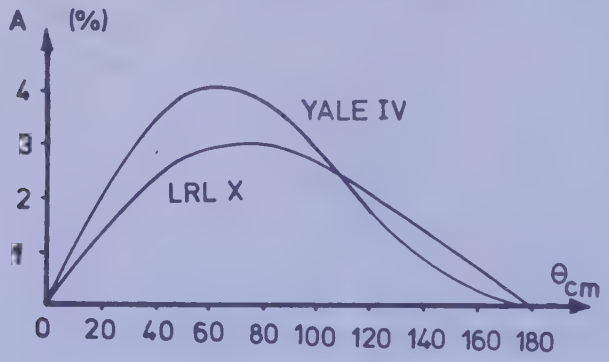

Abb. 4 Vorhersagen für die n-p-Analysierstärke bei 16 MeV

Der kleine Wert dieser Abweichung machte die ungewöhnliche Genauigkeit erforderlich, mit der das Analysiervermögen des Protons durch das im folgenden beschriebene Experiment bestimmt werden sollte : $\Delta A \approx 0{,}4\%$. Bei einem angenommenen Wert A = 3% und der in Tübingen möglichen maximalen Primärpolarisation von 14,8% (siehe dazu Kap. 6) ergibt sich der zu erwartende Wert der zu messenden Asymmetrie zu $\epsilon = 4{,}4 \cdot 10^{-3}$. Das bedeutet bei der geforderten Fehlerschranke eine gewünschte Meßgenauigkeit von $\Delta\epsilon = 6 \cdot 10^{-4}$ bzw. $\Delta R = 12 \cdot 10^{-4}$.
Der Fehler der Asymmetriemessung setzt sich aus statistischen und systematischen Fehlern zusammen. Der statistische Fehler läßt sich durch genügend großen zeitlichen Aufwand (ca. 100 Meßstunden pro Meßpunkt) genügend klein machen, während zur Beseitigung der auftretenden systematischen Fehler, die in Form von instrumentellen Asymmetrien das Ergebnis verfälschen, ein größerer Aufwand getrieben werden

mußte. Die auftretenden Fehler sind in Tab. 2 schematisch zusammengestellt.

Fehlergruppe	Forderung	Fehlerart		Abhilfe
statist. Fehler	ca. $6 \cdot 10^{-4}$	$\Delta R_{statistisch}$		Meßzeit ca. 100 h/Punkt
system. Fehler	ca. $6 \cdot 10^{-4}$	station. Fehler	$\Delta R_{stationär}$	Verfahren zur Kompensation und Korrektur
		Fehler durch Driften	$\Delta R_{Det.-Drift}$	
			$\Delta R_{Elektr.-Drift}$	

Tab. 2 Schematische Aufgliederung von Fehlerquellen

Die auftretenden systematischen Fehler lassen sich in stationäre Fehler und in Fehler durch Driften einteilen. Der Anteil der stationären Fehler $\Delta R_{stationär}$ am Gesamtfehler ΔR liegt bei mehreren Prozenten. Der Hauptanteil dieser Fehlerart rührt von den unterschiedlichen Ansprechvermögen der beiden Enddetektoren her, während ein kleinerer Anteil ($\leq 0{,}5\%$) durch mögliche Justierfehler bedingt ist.
Der Einfluß der Fehler durch unterschiedliche Driften der Photomultiplier in den beiden Endzählern $\Delta R_{Det.-Drift}$ und durch unterschiedliche Elektronikdriften im Flugzeitspektrometer $\Delta R_{Elektr.-Drift}$ auf den Gesamtfehler liegen ebenfalls jeweils in der Prozentgegend.
Es waren deshalb große Anstrengungen erforderlich, um den gesamten systematischen Fehler nicht größer als etwa $6 \cdot 10^{-4}$ werden zu lassen. Darauf wird im folgenden Kapitel im einzelnen eingegangen.

4. Instrumentelle Asymmetrien und ihre Korrektur

4.1. Stationäre Fehler

4.1.1. Fehlerquellen

Den größten Anteil zur instrumentellen Asymmetrie durch stationäre Fehler liefern die unterschiedlichen Ansprechvermögen der beiden Enddetektoren. Die einfachste Methode zu ihrer Kompensation ist ihre regelmäßige Vertauschung. Bei der geometrischen Mittelung zweier solcher Messungen kürzen sich die verschiedenen Ansprechvermögen heraus : Bezeichnet man die beiden Enddetektoren mit A und B, die Streuung nach links und rechts mit den Indizes L und R, die Zahl der nachgewiesenen Neutronen mit N und die Ansprechvermögen der beiden Zähler A und B mit η_A und η_B, so findet man:

$$N_L^1/N_R^1 = N_A^1/N_B^1 = (1+\varepsilon)/(1-\varepsilon)\cdot\eta_A/\eta_B$$

$$N_L^2/N_R^2 = N_B^2/N_A^2 = (1+\varepsilon)/(1-\varepsilon)\cdot\eta_B/\eta_A$$

Für das gemittelte Links-Rechts-Verhältnis erhält man dann:

$$R = \sqrt{(N_L^1\cdot N_L^2)/N_R^1\cdot N_R^2)} = (1+\varepsilon)/(1-\varepsilon)$$

Bei einer ideal justierten Apparatur haben dann die unterschiedlichen Ansprechvermögen η_A und η_B keinen Einfluß auf das Meßergebnis mehr. Zur Kompensation der durch Fehljustierungen erzeugten instrumentellen Asymmetrien lassen sich zwei Verfahren anwenden, die ebenfalls zur Kompensation der unterschiedlichen Ansprechvermögen führen, da in beiden Verfahren die Primärpolarisation um 180° gedreht und somit die Rolle der Detektoren vertauscht wird (L $\longleftrightarrow$ R).

a) Drehung der Streuanordnung aus einer Stellung links von der Einschußrichtung in eine symmetrische Stellung rechts von der Einschußrichtung mit demselben Emissionswinkel θ_o der erzeugten Neutronen gegen die Einschußrichtung der Deuteronen.

b) Drehung der Primärpolarisation durch ein Magnetfeld.

Durch beide Verfahren wird ein großer Teil der durch die verschiedenen Fehlerquellen bedingten instrumentellen Asymmetrien kompensiert. Durch jedes der beiden Verfahren werden jedoch wieder neue Fehler erzeugt. Geht bei der Drehmethode die Drehachse nicht durch den Schwerpunkt des Targetbrennflecks, so werden dadurch deutliche instrumentelle Asymmetrien erzeugt. Dasselbe gilt bei der Spindrehmethode für den unterschiedlichen Einfluß des Magnetfeldes auf die beiden Endzähler. Durch eine Kombination beider Verfahren lassen sich aber auch diese Fehler eliminieren, wie im folgenden Kapitel gezeigt wird.
Eine Übersicht über die möglichen Fehlerquellen und deren Kompensation wird in Tab. 3 gegeben.

FEHLER-QUELLEN	VERFAHREN ZUR KOMPENSATION UND KORREKTUR							
	2 MESS-KÖPFE	DREHUNG DER APPARAT.	SPINDREH-MAGNET	MAGNET-DREHUNG		VERSTÄRKUNGS-KONTROL	TOTZEIT-KORREKTUR	IMPULS-UM-SCHALTER
				NORMAL	UMPOLEN			
STRAHLLAGE IM TARGET		+	+	+	+			
STRAHL-RICHTUNG		+	+	+	+			
$r_A \neq r_B$		+	+	+	+			
$A_A \neq A_B$ Ansprechvermög.		+	+	+	+	+		
UNSYMMETRIE DER TOTZEIT			+	+	+		+	
DREHACHSEN FEHLER				+	+			
B-EINFLUSS: STREUER	+		+	+	+			
B-EINFLUSS: DETEKTOREN				+	+	+		
B-EINFLUSS BRENNFLECK					+			
MULTIPLIER-DRIFTEN						+		
ELEKTRONIK-DRIFTEN								+

Tab. 3 Übersicht über mögliche Fehlerquellen und Verfahren zu ihrer Eliminierung

4.1.2. Doppelkompensationsverfahren

Bei Anwendung des Doppelkompensationsverfahrens, d.h. Fehlerkompensation sowohl durch das Dreh- als auch durch das Spindrehverfahren, besteht die Messung des gesuchten Links-Rechts-Verhältnisses R aus einer Meßreihe von vier aufeinanderfolgenden Messungen, über deren Ergebnisse R_i geometrisch gemittelt wird:

$$R = \sqrt[4]{R_1 \cdot R_2 \cdot R_3 \cdot R_4}$$

Messung 1: Streuanordnung l i n k s und Magnet a n
Messung 2: Streuanordnung l i n k s und Magnet a u s
Messung 3: Streuanordnung r e c h t s und Magnet a n
Messung 4: Streuanordnung r e c h t s und Magnet a u s

Zusätzlich kann durch Umpolen des Magneten erreicht werden, daß die Polarisation einmal nach links und einmal nach rechts um 180° gedreht wird. Dadurch läßt sich der bisher noch nicht berücksichtigte Einfluß des Magnetfeldes auf die Lage des Targetbrennflecks ebenfalls herausmitteln. Das endgültige Links-Rechts-Verhältnis ergibt sich dann aus der Mittelung aller acht Messungen:

$$R = \sqrt[8]{R_1 \cdot R_2 \cdot R_3 \cdot R_4 \cdot R_5 \cdot R_6 \cdot R_7 \cdot R_8}$$

Im folgenden wird die Wirksamkeit des Verfahrens gezeigt; dabei kann man sich auf die Behandlung einer 4-er Meßreihe beschränken. Die in der Rechnung auftretenden Grössen sowie die grundsätzliche Anordnung eines Doppelkompensationsexperimentes ersieht man aus Abb. 5.
Die beiden Endzähler A und B sowie der Streuer S sind um die Drehachse D gemeinsam drehbar angeordnet. Der Targetbrennfleck befindet sich bei idealer Justierung auf der Drehachse. Der zur Drehung der Primärpolarisation dienende Spindrehmagnet steht zwischen Target und Streuer und wird beim Übergang der Streuanordnung von Stellung α nach Stellung ß mitgedreht, so daß in beiden Stellungen sowohl mit als auch ohne Magnetfeld gemessen werden kann.

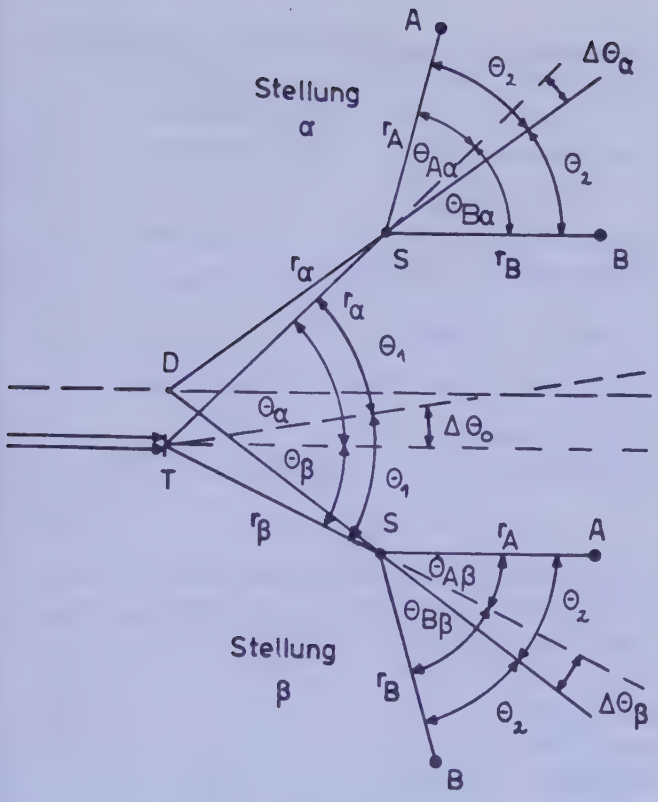

Abb. 5 Streuanordnung für ein Doppelkompensations - experiment

Im foldenden werden die durch Geometriefehler bedingten Abweichungen von Streuwinkeln, Wirkungsquerschnitten und Polarisationen angegeben:

a) Winkel

Neutronenerzeugungsreaktion:
Reaktionswinkel bei wahrem Einschuß sind

θ_α für $\Phi_n = 0$ (L) und

θ_β für $\Phi_n = \pi$ (R)

Mittlerer Streuwinkel (Symmetrie der Stellungen α und ß):

$$\theta_1 = (\theta_\alpha + \theta_\beta)/2$$

Abweichungen:

$$\Delta\theta_1 = \theta_\alpha - \theta_1 = \theta_1 - \theta_\beta$$

n-p-Streuung:
Tatsächliche Streuwinkel: $\theta_{A\alpha}$, $\theta_{B\alpha}$ bzw. $\theta_{A\beta}$, $\theta_{B\beta}$

Mittlere Streuwinkel:

$$\theta_2 := \theta_{2\alpha} = (\theta_{A\alpha} + \theta_{B\alpha})/2 = (\theta_{A\beta} + \theta_{B\beta})/2 = \theta_{2\beta}$$

Abweichungen:
Stellung α: $\Delta\theta_\alpha = \theta_{A\alpha} - \theta_2 = \theta_2 - \theta_{B\alpha}$ $(\Delta\theta_\alpha = \Delta\theta_{A\alpha} = -\Delta\theta_{B\alpha})$

$$\Delta\theta_\beta = \theta_{A\beta} - \theta_2 = \theta_2 - \theta_{B\beta} \quad (\Delta\theta_\beta = \Delta\theta_{A\beta} = -\Delta\theta_{B\beta})$$

Für den Fall, daß der Targetbrennfleck auf der Drehachse liegt, wird $\theta_{A\alpha} = \theta_{A\beta}$ und $\theta_{B\alpha} = \theta_{B\beta}$. Dann ist $\Delta\theta_\alpha = \Delta\theta_\beta$.

b) Wirkungsquerschnitt, Polarisation und Analysiervermögen :

Sei θ_o einer der zu betrachtenden mittleren Streuwinkel, dann kann man mit

$$s = \frac{d\sigma}{d\theta}(\theta_o)/\sigma(\theta_o) \quad , \quad p = \frac{dP}{d\theta}(\theta_o)/P(\theta_o) \quad , \quad a = \frac{dA}{d\theta}(\theta_o)/A(\theta$$

Wirkungsquerschnitt, Polarisation und Analysier - vermögen wie folgt darstellen:

$$\sigma(\theta) = \sigma(\theta_o)(1+s\Delta\theta)$$
$$P(\theta) = P(\theta_o)(1+p\Delta\theta)$$
$$A(\theta) = A(\theta_o)(1+a\Delta\theta)$$

Für die Neutronenerzeugungsreaktion findet man sofort:

$$\sigma_{1,o}(\theta_\alpha) = \sigma_{1,o}(\theta_1)(1+s_1\Delta\theta_1)$$

und

$$\sigma_{1,o}(\theta_\beta) = \sigma_{1,o}(\theta_1)(1-s_1\Delta\theta_1)$$

Für die Streuung polarisierter Neutronen an unpolarisierten Protonen lassen sich die Wirkungsquerschnitte nach 2.4. und 3.1. wie folgt beschreiben:

$$\sigma_{2,o}(\theta_{A\alpha},0) = \sigma_{2,o}(\theta_{A\alpha})(1 + P(\theta_\alpha)A(\theta_{A\alpha}))$$
$$\sigma_{2,o}(\theta_{B\alpha},\pi) = \sigma_{2,o}(\theta_{B\alpha})(1 - P(\theta_\alpha)A(\theta_{B\alpha}))$$
$$\sigma_{2,o}(\theta_{A\beta},\pi) = \sigma_{2,o}(\theta_{A\beta})(1 - P(\theta_\beta)A(\theta_{A\beta}))$$
$$\sigma_{2,o}(\theta_{B\beta},0) = \sigma_{2,o}(\theta_{B\beta})(1 + P(\theta_\beta)A(\theta_{B\beta}))$$

Dafür läßt sich im einzelnen folgendes schreiben:

$$P(\theta_\alpha) = P(\theta_1)(1 + p\cdot\Delta\theta_1)$$
$$P(\theta_\beta) = P(\theta_1)(1 - p\cdot\Delta\theta_1)$$

$$A(\theta_{A\alpha}) = A(\theta_2)(1 + a\cdot\Delta\theta_\alpha)$$
$$A(\theta_{B\alpha}) = A(\theta_2)(1 - a\cdot\Delta\theta_\alpha)$$

$$A(\theta_{A\beta}) = A(\theta_2)(1 + a\cdot\Delta\theta_\beta)$$
$$A(\theta_{B\beta}) = A(\theta_2)(1 - a\cdot\Delta\theta_\beta)$$

$$\sigma_{2,o}(\theta_{A\alpha}) = \sigma_{2,o}(\theta_2)(1 + s_2\Delta\theta_\alpha)$$
$$\sigma_{2,o}(\theta_{B\alpha}) = \sigma_{2,o}(\theta_2)(1 - s_2\Delta\theta_\alpha)$$

$$\sigma_{2,o}(\theta_{A\beta}) = \sigma_{2,o}(\theta_2)(1 + s_2\Delta\theta_\beta)$$
$$\sigma_{2,o}(\theta_{B\beta}) = \sigma_{2,o}(\theta_2)(1 - s_2\Delta\theta_\beta)$$

Dreht man die Primärpolarisation mittels eines Spindrehmagneten um 180°, so gehen $P(\theta_\alpha)$ und $P(\theta_\beta)$ in $-P(\theta_\alpha)$ und $-P(\theta_\beta)$ über. Seien nun N_A und N_B die in den Detektoren A und B nachgewiesenen gestreuten Neutronen, werde durch die Indizes α und β die Stellung der Streuanordnung beschrieben und werde schließlich durch weitere Indizes o und 1 angegeben, ob mit oder ohne Spindrehfeld gemessen wird oder nicht, so lassen sich die zugehörigen acht Zählraten wie folgt darstellen:

$$N^{o}_{A\alpha} = C\cdot\sigma_{1,o}(\theta_1)\cdot\sigma_{2,o}(\theta_2)(1+s_1\Delta\theta_1)(1+s_2\Delta\theta_\alpha)\cdot\eta^{o}_{A}/(r^2_\alpha\cdot r^2_A)$$
$$\times\{1 + P(\theta_1)A(\theta_2)(1+p\cdot\Delta\theta_1)(1+a\cdot\Delta\theta_\alpha)\}$$

$$N^{1}_{A\alpha} = C\cdot\sigma_{1,o}(\theta_1)\cdot\sigma_{2,o}(\theta_2)(1+s_1\Delta\theta_1)\{1+s_2\Delta\theta_\alpha)\cdot\eta^{1}_{A}/(r^2_\alpha\cdot r^2_A)$$
$$\times\{1 - P(\theta_1)A(\theta_2)(1+p\cdot\Delta\theta_1)(1+a\cdot\Delta\theta_\alpha)\}$$

$$N^{o}_{B\alpha} = C\cdot\sigma_{1,o}(\theta_1)\cdot\sigma_{2,o}(\theta_2)(1+s_1\Delta\theta_1)(1-s_2\Delta\theta_\alpha)\cdot\eta^{o}_{B}/(r^2_\alpha\cdot r^2_B)$$
$$\times\{1 - P(\theta_1)A(\theta_2)(1+p\cdot\Delta\theta_1)(1-a\cdot\Delta\theta_\alpha)\}$$

$$N^{1}_{B\alpha} = C\cdot\sigma_{1,o}(\theta_1)\cdot\sigma_{2,o}(\theta_2)(1+s_1\Delta\theta_1)(1-s_2\Delta\theta_\alpha)\cdot\eta^{1}_{B}/(r^2_\alpha\cdot r^2_B)$$
$$\times\{1 + P(\theta_1)A(\theta_2)(1+p\cdot\Delta\theta_1)(1-a\cdot\Delta\theta_\alpha)\}$$

$$N^{o}_{A\beta} = C\cdot\sigma_{1,o}(\theta_1)\cdot\sigma_{2,o}(\theta_2)(1-s_1\Delta\theta_1)(1+s_2\Delta\theta_\beta)\cdot\eta^{o}_{A}/(r^2_\beta\cdot r^2_A)$$
$$\times\{1 - P(\theta_1)A(\theta_2)(1-p\cdot\Delta\theta_1)(1+a\cdot\Delta\theta_\beta)\}$$

$$N^{1}_{A\beta} = C\cdot\sigma_{1,o}(\theta_1)\cdot\sigma_{2,o}(\theta_2)(1-s_1\Delta\theta_1)(1+s_2\Delta\theta_\beta)\cdot\eta^{1}_{A}/(r^2_\beta\cdot r^2_A)$$
$$\times\{1 + P(\theta_1)A(\theta_2)(1-p\cdot\Delta\theta_1)(1+a\cdot\Delta\theta_\beta)\}$$

$$N^{o}_{B\beta} = C\cdot\sigma_{1,o}(\theta_1)\cdot\sigma_{2,o}(\theta_2)(1-s_1\Delta\theta_1)(1-s_2\Delta\theta_\beta)\cdot\eta^{o}_{B}/(r^2_\beta\cdot r^2_B)$$
$$\times\{1 + P(\theta_1)A(\theta_2)(1-p\cdot\Delta\theta_1)(1-a\cdot\Delta\theta_\beta)\}$$

$$N^{1}_{B\beta} = C\cdot\sigma_{1,o}(\theta_1)\cdot\sigma_{2,o}(\theta_1)(1-s_1\Delta\theta_1)(1-s_2\Delta\theta_\beta)\cdot\eta^{1}_{B}/(r^2_\beta\cdot r^2_B)$$
$$\times\{1 - P(\theta_1)A(\theta_2)(1-p\cdot\Delta\theta_1)(1+a\cdot\Delta\theta_\beta)\}$$

Dabei bedeuten r_α, r_β die Abstände zwischen Target und Streuer in den Stellungen α und β, r_A und r_B die Abstände zwischen Streuer und den Detektoren A und B und η_A und η_B die Ansprechvermögen der beiden Detektoren.
Aus diesen Zählraten lassen sich die Links-Rechts-Verhältnisse R_1 bis R_4 berechnen:

$$R_1 = N^{o}_{A\alpha}/N^{o}_{B\alpha} \qquad R_2 = N^{o}_{B\beta}/N^{o}_{A\beta}$$

$$R_3 = N^{1}_{B\alpha}/N^{1}_{A\alpha} \qquad R_4 = N^{1}_{A\beta}/N^{1}_{B\beta}$$

Man erhält dann:

$$R_1 = \frac{r_A^2}{r_B^2} \cdot \frac{1+s_2\Delta\theta_\alpha}{1-s_2\Delta\theta_\alpha} \cdot \frac{1+P(\theta_1)A(\theta_2)(1+p\cdot\Delta\theta_1)(1+a\ \Delta\theta_\alpha)}{1-P(\theta_1)A(\theta_2)(1+p\ \Delta\theta_1)(1-a\ \Delta\theta_\alpha)} \cdot \frac{\eta_A^o}{\eta_B^o}$$

$$R_2 = \frac{r_B^2}{r_A^2} \cdot \frac{1-s_2\Delta\theta_\beta}{1+s_2\Delta\theta_\beta} \cdot \frac{1+P(\theta_1)A(\theta_2)(1-p\ \Delta\theta_1)(1-a\ \Delta\theta_\beta)}{1-P(\theta_1)A(\theta_2)(1-p\ \Delta\theta_1)(1+a\ \Delta\theta_\beta)} \cdot \frac{\eta_B^o}{\eta_A^o}$$

$$R_3 = \frac{r_B^2}{r_A^2} \cdot \frac{1-s_2\Delta\theta_\alpha}{1+s_2\Delta\theta_\alpha} \cdot \frac{1+P(\theta_1)A(\theta_2)(1+p\ \Delta\theta_1)(1-a\ \Delta\theta_\alpha)}{1-P(\theta_1)A(\theta_2)(1+p\ \Delta\theta_1)(1+a\ \Delta\theta_\alpha)} \cdot \frac{\eta_B^1}{\eta_A^1}$$

$$R_4 = \frac{r_A^2}{r_B^2} \cdot \frac{1+s_2\Delta\theta_\beta}{1-s_2\Delta\theta_\beta} \cdot \frac{1+P(\theta_1)A(\theta_2)(1-p\ \Delta\theta_1)(1+a\ \Delta\theta_\beta)}{1-P(\theta_1)A(\theta_2)(1-p\ \Delta\theta_1)(1-a\ \Delta\theta_\beta)} \cdot \frac{\eta_A^1}{\eta_B^1}$$

In erster Näherung wird dann

$$R_1 \cdot R_2 \cdot R_3 \cdot R_4 = \left(\frac{1 + P(\theta_1)\cdot A(\theta_2)}{1 - P(\theta_1)\cdot A(\theta_2)}\right)^4 = \left(\frac{1+\epsilon}{1-\epsilon}\right)^4$$

Das gesuchte Links-Rechts-Verhältnis wird dann:

$$R = \sqrt[4]{R_1 \cdot R_2 \cdot R_3 \cdot R_4}$$

Für die Asymmetrie erhält man also:

$$\epsilon = \frac{\sqrt[4]{R_1 \cdot R_2 \cdot R_3 \cdot R_4} - 1}{\sqrt[4]{R_1 \cdot R_2 \cdot R_3 \cdot R_4} + 1}$$

Bei Anwendung des Doppelkompensationsverfahrens lassen sich also alle angegebenen Fehler total oder mindestens in erster Näherung eliminieren.

4.2. Fehler durch Driften

4.2.1. Stabilitätstests

Um den Fehler der zu messenden Asymmetrie in den vorgegebenen Schranken zu halten, mußten nicht nur die zeitlich konstanten Fehlerquellen berücksichtigt werden, sondern mußte auch der Einfluß von Instabilitäten auf das Meßergebnis untersucht werden (Verstärkungsschwankungen der Multiplier und Elektronikdriften). Da bei dem durchgeführten Experiment nur das Verhältnis der Zählraten in das Ergebnis eingeht, mußte nur die Abhängigkeit dieses Verhältnisses von äußeren Einflüssen untersucht werden. Diese Untersuchungen wurden mit Hilfe des γ-Spektrums einer ^{22}Na-Quelle durchgeführt. In den Elektronikzweigen beider Endzähler wurden Energieschwellen gesetzt und die über diesen Schwellen liegenden Ereignisse gezählt ("Fensterzählraten"). Der zeitliche Verlauf des Verhältnisses dieser Zählraten gab ein gutes Maß für die zu erwartenden Fehler durch Driften.

4.2.2. Elektronikdriften

Auf Grund der bekannten Temperaturkoeffizienten der Halbleiterbauelemente von ca. 2 mV/^{o}C ließen sich Driften der Elektronik erwarten, die sich vor allem in Form von Schwellenverschiebungen im Spektrum bemerkbar machten. Auf Grund der unterschiedlichen Driften in beiden Elektronikzweigen konnten Schwankungen des Links-Rechts-Verhältnisses der Fensterzählraten bis in die Größenordnung von einem Prozent festgestellt werden - bei einer gewünschten Endgenauigkeit von $\Delta R = 1{,}2 \cdot 10^{-3}$. Bei symmetrischen Spektren würden diese Schwankungen bei gleichem Temperaturverhalten beider Elektronikzweige oder bei Verwendung eines gemeinsamen Elektronikzweigs für beide Detektoren verschwinden. Es wurde dehalb versucht, die Spek -

tren beider Endzähler in jedem der beiden Elektronik - zweige zu verarbeiten. Das ließ sich durch permanentes Umschalten der Multiplierimpulse auf die beiden Elektro - nikkanäle ermöglichen, sofern die Schaltabstände klein gegen die Zeitkonstante der Elektronikdriften war, die bei weniger als einer Minute lag. Dazu lassen sich im Prin - zip 50-Ω-Koaxialrelais verwenden. Um dabei nicht neue Feh - ler zu produzieren, mußten an diese Relais bestimmte Anfor - derungen gestellt werden. So sollten die Übergangswider - stände in beiden Impulszweigen auf etwa 5 mΩ stabil und gleich sein. Außerdem sollte ein Übersprechen der Impulse auf den jeweils anderen Impulszweig vermieden werden. Da zur eindeutigen Identifizierung der in den verschiedenen Schaltzuständen verarbeiteten Signale die Messung unter - brochen werden mußte, sollten zur Vermeidung größerer Meßunterbrechungen die Ansprech- und Abklingzeiten der Schaltvorgänge sehr klein sein und die durch das Umschal - ten bedingten Störspannungen schnell abklingen. Es wurde schließlich kein Koaxialrelais verwendet, da bei einem Test mit Quecksilberfilmkontakt-Relais HGJM 51111 TOO der Firma CLARE-Elektronik die gestellten Forderungen erfüllt wurden. Dazu seien einige für die vorliegende Anwendung interessante Kennwerte dieser Relais angegeben:

Ansprechzeit : 1 ms
Abfallzeit : 1,9 ms bei Nennspannung (24 V)
Übergangswiderstand : 20 mΩ
Der Störspannungspegel ist 5 ms nach der
Spulenerregung : < 5 µV (Bandbreite 1 kHz)
Lebensdauer : > 10^{10} Schaltspiele bei Vollast (100 VA)

Vier solcher Wechselrelais wurden zu einem Impulsschalter zusammengesetzt (Abb. 6). Sie wurden dabei gemeinsam geer - det und soweit wie möglich gegeneinander und nach außen elektrostatisch abgeschirmt.
Im Schaltzustand I werden die Relais A und B gemeinsam ge - schaltet. Dabei geht Impuls α auf den Elektronikkananal 1 und Impuls ß auf den Elektronikkanal 2. Im Schaltzustand II

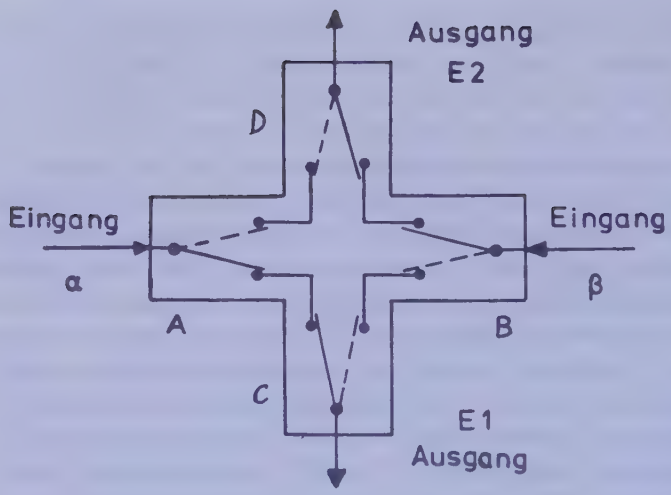

Abb. 6 Impulsschalter

werden die Relais C und D geschaltet und damit vertauschen sich die Elektronikkanäle für die Impulse α und ß.

Als nächstes stellt sich die Aufgabe der Impulsschalter - steuerung, die folgende Eigenschaften haben sollte:

a) Die Messungen in beiden Schaltzuständen sollten gleiches Gewicht haben, um eine möglichst voll - ständige Kompensation der Elektronikdriften zu erreichen. Die Schaltzeiten sollten deshalb von einem Strahlstrommonitor gesteuert werden.

b) Um bei längerem Strahlstromausfall zu lange Schaltzeiten zu vermeiden, sollten vorwählbare Richtzeiten das Zeitraster definieren.
Die Schaltzeiten mußten also zusätzlich von einer Zeituhr gesteuert werden.

c) Beim Übergang in einen anderen Schaltzustand sollte während einer "Schaltpause" das Spektro - meter gesperrt werden.

d) On-Line-Messung, d.h. Rechnersteuerung sollte möglich sein.

Um diese Forderungen zu erfüllen, wurde ein Clock-Monitor - Relaisschalter in IC-Bauweise und TTL-Logik entwickelt, dessen vereinfachtes Schaltbild in Abb. 7 schematisch wiedergegeben ist.

Im folgenden werden die wesentlichen Funktionen der Re - laissteuerung beschrieben:

Der Eingang "RECHNER" versetzt den Relaisschalter in einen definierten Anfangszustand und gibt die Messung über die Ausgänge "STREUER STOP" und "ECHTZEIT" frei. Die auf den Eingang "CLOCK" gegebenen Impulse einer CAMAC-Clock kön - nen nun bis zu einer vorgewählten Zahl im Zeitvorwahlzweig aufsummiert werden. Damit wird eine feste Schaltzeit vor - gegeben, während der der Relaisschalter und damit der Im - pulsschalter im Anfangszustand (Zustand I) bleibt. Gleich - zeitig werden die auf den Eingang "MONITOR" gegebenen Im - pulse eines Neutronenmonitors mitgezählt. Bei Erreichen der vorgewählten Zeit wird der "MONITOR"-Eingang gesperrt, über das "STREUER STOP"-Signal die Messung unterbrochen und nacheinander zwei Flip-Flops gesetzt. Dabei werden die beiden Routingsignale "ZUSTAND I" und ZUSTAND II" ver - tauscht und mit ihnen der Schaltzustand des Impulsschal - ters geändert. Die Länge der Schaltpause, die durch das "STREUER STOP"-Signal bewirkt wird, richtete sich nach den Eigenschaften der verwendeten Quecksilberkontaktrelais. Sie wurde großzügig zu 10 ms gewählt.
Die zweite Sequenz der Steuerungsperiode sollte nicht über die gleiche Zeitdauer sondern über die gleiche Monitor - zählrate gehen. Deshalb wird vor Ablauf der Schaltpause der Monitorzähler invertiert. Nach Freigabe der Messung werden wieder die Monitorereignisse aufsummiert und bei Erreichen des Zählerinhalts Null die zweite Meßsequenz durch erneutes Setzen des "STREUER STOP"-Signals abge - schlossen. Dabei wird nur das erste der beiden Flip-Flops gesetzt, so daß der Schaltzustand des Impulsschalters jetzt erhalten bleibt. Vor einer erneuten Freigabe der Messung werden alle Zähler gelöscht.

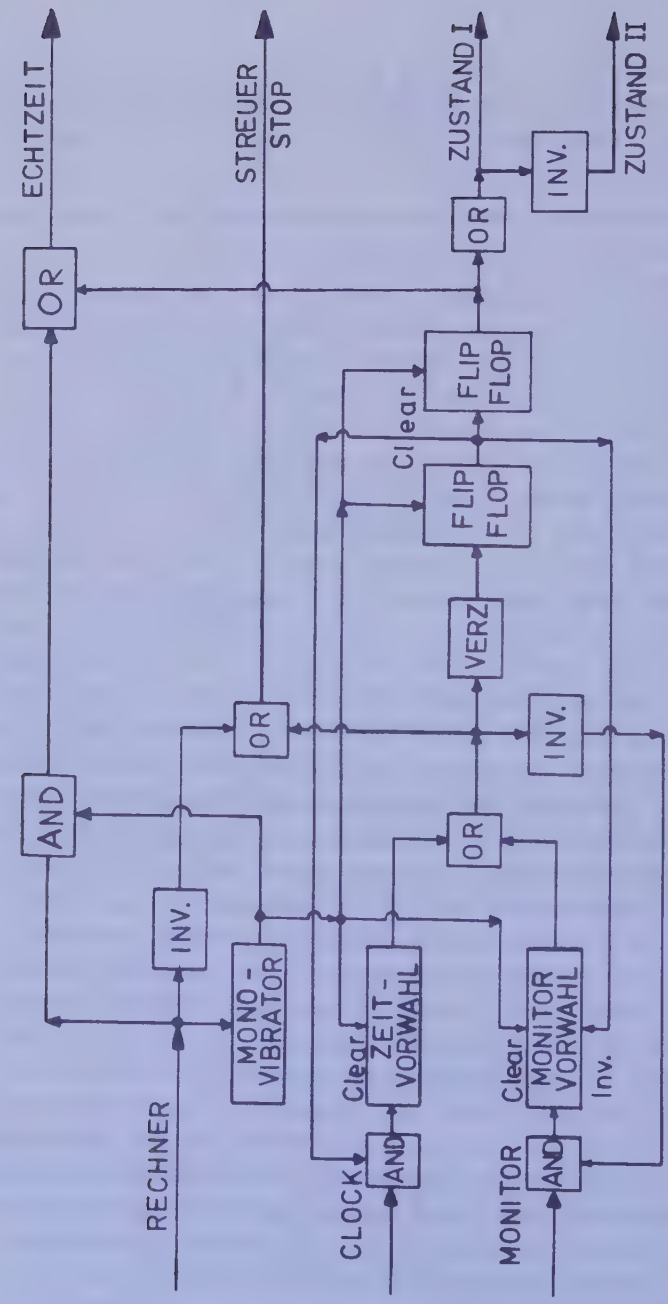

Abb. 7 Steuerung für Impulsschalter

Die dritte Sequenz der Steuerungsperiode erstreckt sich wieder über die im Zeitvorwahlzweig vorgewählte Zeit. Gleichzeitig wird wieder die Neutronenmonitorzählrate registriert. Nach Erreichen der Vorwahlzeit wird bei erneuter Schaltpause diesmal auch das zweite der beiden Flip-Flops gesetzt. Dadurch wird wieder der Ausgangszustand geändert und der Impulsschalter somit wieder betätigt. Das System befindet sich wieder im Zustand I.
Die sich anschließende vierte Schaltsequenz schließlich endet mit dem erneuten Erreichen der in Sequenz drei gezählten Monitorereignisse. Damit ist eine Steuerungsperiode abgeschlossen.
Soll eine laufende Messung beendet werden, wird vom Rechner das auf den Eingang "RECHNER" gegebene Steuerbit weggenommen. Die Relaissteuerung läßt dann die Messung solange weiterlaufen bis die momentane Steuerungsperiode abgeschlossen ist. Erst dann wird über die Wegnahme des "ECHTZEIT"-Signals die Apparatur bis zum Neustart der Messung durch den Rechner gesperrt.
In Abb. 8 ist der beschriebene zeitliche Verlauf der Steuersignale für den Impulsschalter schematisch wiedergegeben.

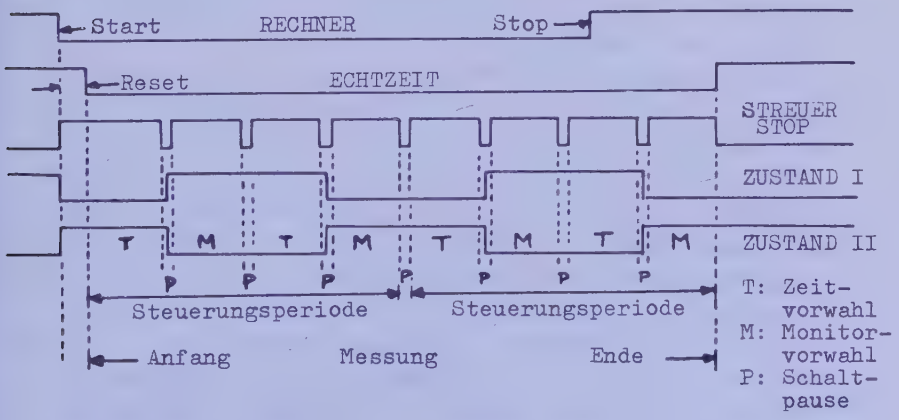

Abb. 8 Zeitlicher Ablauf der Steuersignale

Durch die so gewählte Steuerungsperiode wird die Zeitvorwahl einmal im Zustand I und einmal im Zustand II gemacht. Dadurch wird die höchstmögliche Symmetrierung der Gewichte der Messungen in den beiden Schaltzuständen erreicht. Die Spektren der beiden Detektoren A und B durchlaufen damit zu jeder Zeit dieselbe mittlere Elektronik (Verstärker, Diskriminatoren), so daß bei einer Mittelung

$$\overline{R} = \sqrt{(N_A^1 \cdot N_A^2)/(N_B^1 \cdot N_B^2)}$$

die oben beschriebenen Driften hochgradig kompensiert werden können.

Durch Anwendung dieses Verfahrens konnten die anfangs gefundenen Fehler von ungefähr einem Prozent um etwa zwei Größenordnungen auf weniger als 10^{-4} reduziert werden. Die Wirksamkeit des beschriebenen Verfahrens kann man aus Abb. 9 ersehen. In dieser Abbildung sind die Fensterzählraten N_A und N_B für die beiden Elektronikkanäle und das gemittelte Links-Rechts-Verhältnis $\overline{R}$ jeweils als Funktion der Zeit aufgetragen. Die eingezeichneten Kurven verbinden die im Abstand von 200 sec gemessenen Meßpunkte.

Die in der Abbildung sichtbaren Zählratenschwankungen rühren nur zum Teil von den Elektronikdriften her. Sie verlaufen für beide Detektoren parallel und sind in dem angegebenen Beispiel für den Elektronikkanal 1 besonders ausgeprägt. Der andere Teil hat seine Ursachen in Verstärkungsschwankungen der Multiplier, die durch Einlaufeffekte und Temperaturschwankungen hervorgerufen werden. Die zur Kompensation dieser Effekte erforderlichen Maßnahmen werden in dem folgenden Kapitel beschrieben.

Die durch die Elektronikdriften bedingten Schwankungen können bis zu einem Prozent betragen. Sie verlaufen in den beiden Elektronikkanälen nicht parallel und erzeugen

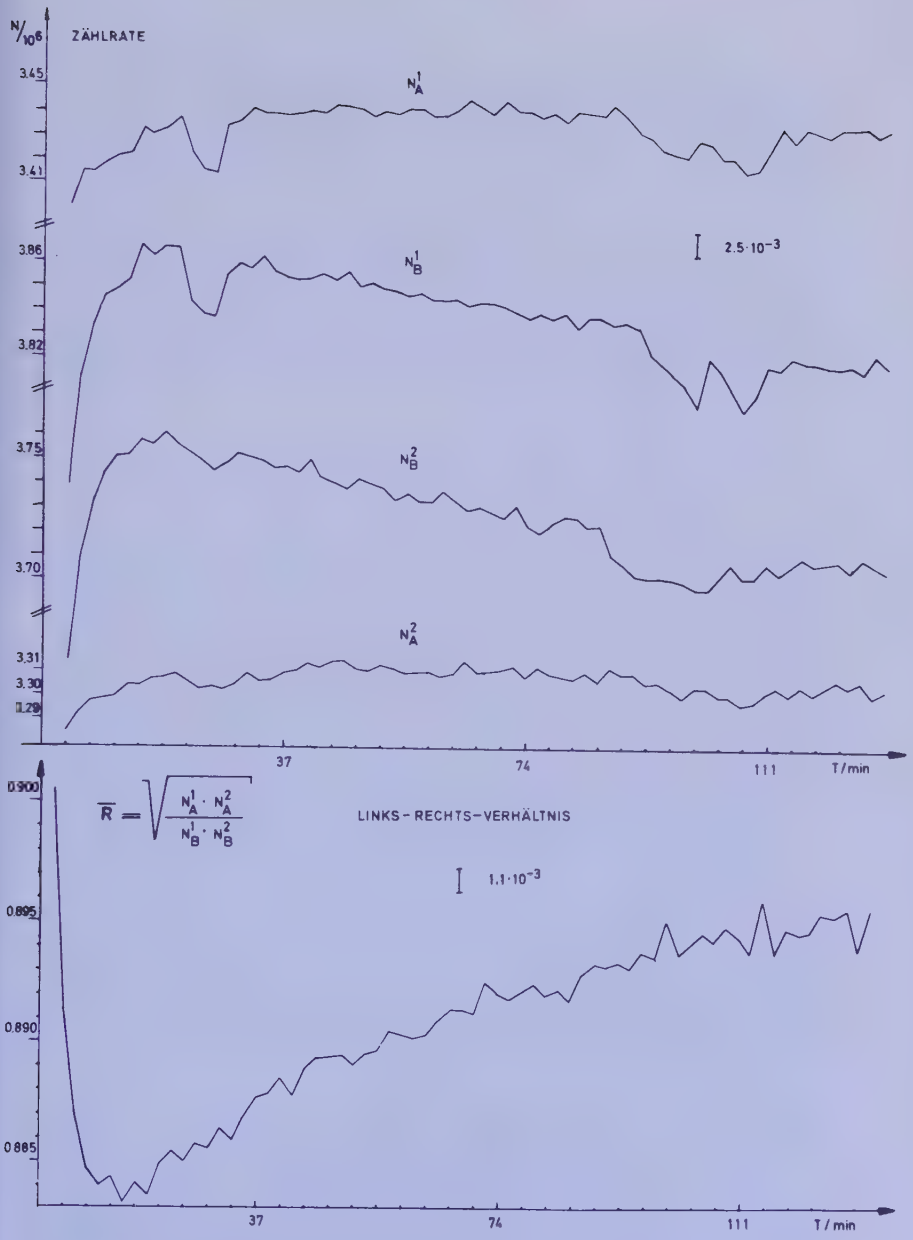

Abb. 9 Verstärkungsdriften

bei den jeweils gleichzeitig gemessenen Verhältnissen $R_1 = N_A^1/N_B^2$ und $R_2 = N_A^2/N_B^1$ ebenfalls Schwankungen dieser Größenordnung, die nach der angegebenen Mittelung ver - schwinden.
Sieht man von den durch Einlaufeffekte bedingten Driften ab, so findet man eine über mehrere Stunden gehende Kon - stanz des Links-Rechts-Verhältnisses, dessen Fehler im vorliegenden Beispiel im wesentlichen nur durch statisti - sche Schwankungen bedingt ist. Die gefundenen Abweichungen sind nicht größer als etwa 10^{-3}.

4.2.3. Verstärkungsdriften der Multiplier

Die im vorangegeangenen Kapitel experimentell gefundene Schwankung $\Delta R = 10^{-3}$ würde zur gewünschten Genauigkeit des zu messenden Analysiervermögens führen. Mit der be - schriebenen Methode lassen sich aber Driften der Multi - plier nicht kompensieren. Im beschriebenen Test, der zu - nächst mit konstanter γ-Bestrahlung durchgeführt wurde, zeigte sich aber, daß die durch Temperaturdriften beding - ten Verstärkungsänderungen der Multiplier auf Grund der Temperaturstabilisierung des Experimentierraumes durch eine Klimaanlage auf etwa ein Grad und der Kühlluft für die Spannungsteiler auf einige Zehntelgrade offenbar den gewünschten Anforderungen entsprachen. Anders verhielt es sich mit den Verstärkungsänderungen, die durch Zählraten - schwankungen und durch Störfelder des nach 4.1. erforder - lichen Spindrehmagneten hervorgerufen wurden. Beide Stör - quellen waren bei den in 4.2.2. beschriebenen Tests aus - geschaltet.
Solche Zählratenschwankungen mußte man aber bei der Mes - sung mit Neutronen wegen der Instabilität des Deuteronen - strahls und wegen unvermeidlicher Meßpausen erwarten. Um ein Maß für die Größe des Einflusses der dadurch bedingten Verstärkungsänderungen beider Endzähler auf das Links - Rechts-Verhältnis zu bekommen, wurde die Größe dieses

Effektes bei Neubelastung der Multiplier untersucht. Wur - den die Multiplier nach längerem unbelastetem Betrieb neu mit γ-Quanten bestrahlt, konnte ein starker Einlaufeffekt beobachtet werden. Wegen der unterschiedlichen Verstär - kungsänderungen beider Endzähler galt das nicht nur für die Einzelzählraten sondern auch für das Links-Rechts - Verhältnis. Stellte man die Schwelle in beiden Elektro - nikkanälen auf die 511-keV-Kanten beider Spektren, konnte man bei einer Fensterzählrate von ca. $2 \cdot 10^4$ Impulsen pro Sekunde den in Abb. 9 dargestellten zeitlichen Verlauf der Zählraten und ihrer Verhältnisse beobachten. Es wurde ein sehr starker Einlaufeffekt mit einer Dauer von etwa 10 Minuten gefunden, dem sich eine Drift des Links-Rechts - Verhältnisses mit einer Zeitkonstante von mehreren Stun - den anschloß, während der sich R um etwa ein Prozent än - dern konnte. Auch bei der Annahme einer zeitlichen Mitte - lung der durch kurzzeitige Strahstromschwankungen beding - ten Verstärkungsänderungen mußte mit solch großen Einlauf - effekten gerechnet werden. Es galt daher, ein Verfahren zu entwickeln, mit dem alle Verstärkungsschwankungen - auch die durch magnetische Störfelder verursachten - korrigiert werden konnten. Dabei sollte die Größe der Verstärkungs - änderungen mit Hilfe von Leuchtdioden bestimmt und die zugehörigen Neutronenspektren korrigiert werden können. Leider gab es zum Zeitpunkt dieser Tests keine blauen Leuchtdioden, deren Licht dem des vorliegenden Szintil - lationslichtes mehr entsprochen hätte als das der verwen - deten gelben LED's. Vorversuche ergaben jedoch, daß auf Grund von Temperatureffekten die Stabilität des LED-Lichtes für die geforderte Meßgenauigkeit nicht gut genug war. Es zeigte sich aber, daß die Stabilität des Verhältnisses der LED-Intensitäten für eine Korrektur von R groß ge - nug war, sofern nur die Leuchtdioden wenn nicht auf kon - stante so doch auf dieselbe Temperatur gebracht werden konnten. Dieser Befund konnte für die Entwicklung eines Korrekturverfahrens benutzt werden, da es sich bei dem vorliegenden Experiment um eine Relativmessung handelte,

d.h. nicht die Zählraten selbst sondern ihr Verhältnis als Meßgröße gesucht war. Die technische Realisierung dieser Forderung wird in Kap. 5 näher beschrieben.
Das Verfahren zur Bestimmung eines Korrekturfaktors wurde wieder mit einer ^{22}Na-Quelle durchgeführt. Es wurde dazu das nach 4.2.2. gemittelte Verhältnis der Fensterzählraten der Spektren gegen das zugehörige Verhältnis der Schwerpunkte der LED-Spektren aufgetragen, wie es Abb. 11b zeigt. Um unabhänig von Elektronikdriften zu bleiben, wurden dabei beide LED-Spektren alternierend in demselben Elektronikanal analysiert.
Unter der Annahme einer linearen Abhängigkeit

$$R = f(R_{LED}) = a + b \cdot R_{LED}$$

lassen sich die gemessenen Werte R^i jeweils auf einen Wert R^i_o korrigieren, indem man sich auf ein fest Gewähltes Verhältnis R^o_{LED} bezieht (Abb. 10):

$$R^i_o = R^i + \Delta R^i \qquad \text{mit}$$

$$\Delta R^i = b \cdot (R^i_{LED} - R^o_{LED}) = b \cdot \Delta R^i_{LED}$$

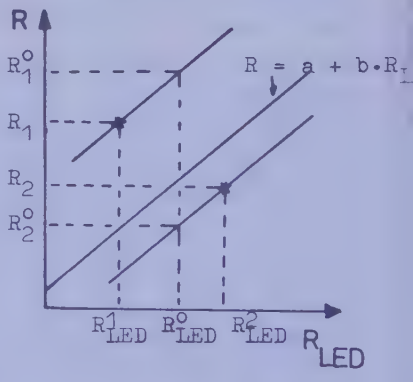

Abb. 10 Prinzip des Korrekturverfahrens

Die Größe des Korrekturfaktors b ist allerdings noch von der Lage der Schwellen im Spektrum und von der Form der Spektren abhängig, so daß aus den Messungen mit einer γ-Quelle kein solcher Korrekturfaktor bestimmt werden konnte, der auch auf die Messungen mit Neutronen anwendbar war.
Die Brauchbarkeit des Korrekturverfahrens wurde nun für die durch magnetische Streufelder bedingten Verstärkungsschwankungen getestet. Dabei wurden die Verhältnisse R und R_{LED} als Funktionen der Zeit gemessen und gleichzeitig gg das Feld des Spindrehmagneten abwechselnd ein- und ausgeschaltet (Abb. 11a). Trägt man nun das Links-Rechts-Ver-

hältnis R der Zählraten gegen das Verhältnis R_{LED} der LED - Schwerpunkte auf (Abb. 11b), so sieht man, daß die Gesamt - heit der Meßpunkte - unabhängig ob mit oder ohne Magnetfeld gemessen wurde - auf derselben Korrekturgeraden liegen, die Annahme der linearen Abhängigkeit der beiden Größen voneinander also berechtigt war.
Dieser Befund war wesentlich für das später entwickelte Auswerteverfahren (Kap. 6).
Der Fehler Δb des Korrekturfaktors b wurde zu $7 \cdot 10^{-4}$ abgeschätzt.

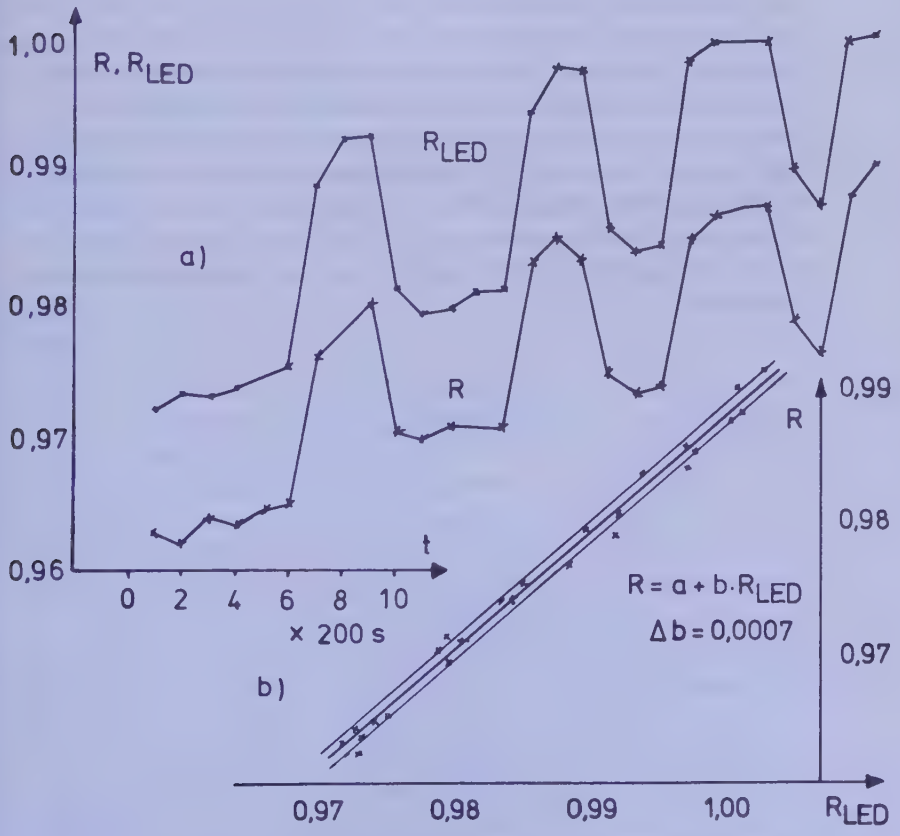

Abb. 11a Verlauf von R und R_{LED} mit und ohne Magnetfeld

Abb. 11b **Korrekturgerade** $R = f(R_{LED})$

4.3. Totzeitkorrektur

Der letzte noch zu berücksichtigende Fehler ist die durch Totzeiteffekte bedingte Verfälschung der Meßergebnisse. Dazu wurde eine Totzeitkorrektur der einzelnen Spektren durchgeführt. Eine solche Korrektur war erforderlich, weil die Elektronikkanäle des Flugzeitspektrometers und die zu verarbeitenden Zählraten aus den beiden Enddetektoren nicht gleich waren. Insbesondere war der Untergrund bei den Messungen in den beiden Stellungen α und ß der Streu - anordnung nicht symmetrisch.
Die Bestimmung der einzelnen Totzeitfaktoren wurde eben - falls mit Hilfe der schon für die Verstärkungskorrektur eingesetzten Leuchtdioden durchgeführt. Dazu wurde die durch einen Strahlstrommonitor gesteuerte Zahl der LED - Impulse mit den in den Flugzeitspektren nachgewiesenen LED-Ereignissen verglichen. Das Verhältnis beider Zahlen ergibt den Korrekturfaktor.
Weitere Einzelheiten dazu werden in den folgenden Kapiteln angegeben.

5. Anordnung und Durchführung des Experiments

5.1. Neutronenerzeugung

Das in Kap. 4.1. beschriebene Kompensationsverfahren für instrumentelle Asymmetrien funktioniert nur dann für alle betrachteten geometrischen Fehler, wenn der Ort des Brenn - flecks in den Stellungen α und ß gleich ist. Das glei - che gilt für Messungen mit und ohne Magnetfeld. Deshalb bestand die Notwendigkeit, den Targetbrennfleck zu kon - trollieren und in seiner Lage stabil zu halten. Dazu mußte die Hochspannung des zur Erzeugung des Deuteronen - strahls benötigten Van-de-Graaff-Generators und damit die Deuteronenenergie stabilisiert werden. Über zwei Ablenk - einheiten konnte der Strahl so verschoben werden, daß er von einem Quadrupolmagneten optimal durch eine Blende auf das Tritiumtarget fokussiert werden konnte, das sich als Teil einer beweglichen Targetkammer optimal einjustieren ließ. Wurde der Strahl periodisch über die Blende gewob - belt, so ließ sich die Qualität des Strahlpofils auf einem Oszillographen beobachten und gegebenenfalls verbessern.

Zur Erzeugung von schnellen, polarisierten Neutronen wurde ein Tritium-Titan-Target mit Cu-Backing und Al-Deckschicht der Fa. NUKEM verwendet. Es handelte sich dabei um ein Tar - get mit der Typenbezeichnung CuTiT-10, für das folgende Daten angegeben wurden: Tritiumkonzentration : 10 Curie/in^2, Schichtdicke : 4,2 µm , Flächenbelegung : 12 mg/in^2.
Bei der gewählten Deuteronenenergie von 2,04 MeV erfahren die Deuteronen einen mittleren Energieverlust im Target von 180 keV, so daß die mittlere Deuteronenenergie 1,86 MeV betrug. Die $^3H(^2H,n)^4He$-Reaktion liefert dann Neutronen mit einer mittleren Energie von 15,85 MeV[17], deren Polari - sationsgrad bei einem Emissionswinkel von 70° P^o= - 14,8 % beträgt (siehe Kap. 6). DieGröße des Brennflecks und damit der effektiven Neutronenquelle betrug 3x2 mm^2. Um Strahl - ströme bis 20 µA zu ermöglichen, wurde das Target mit einem

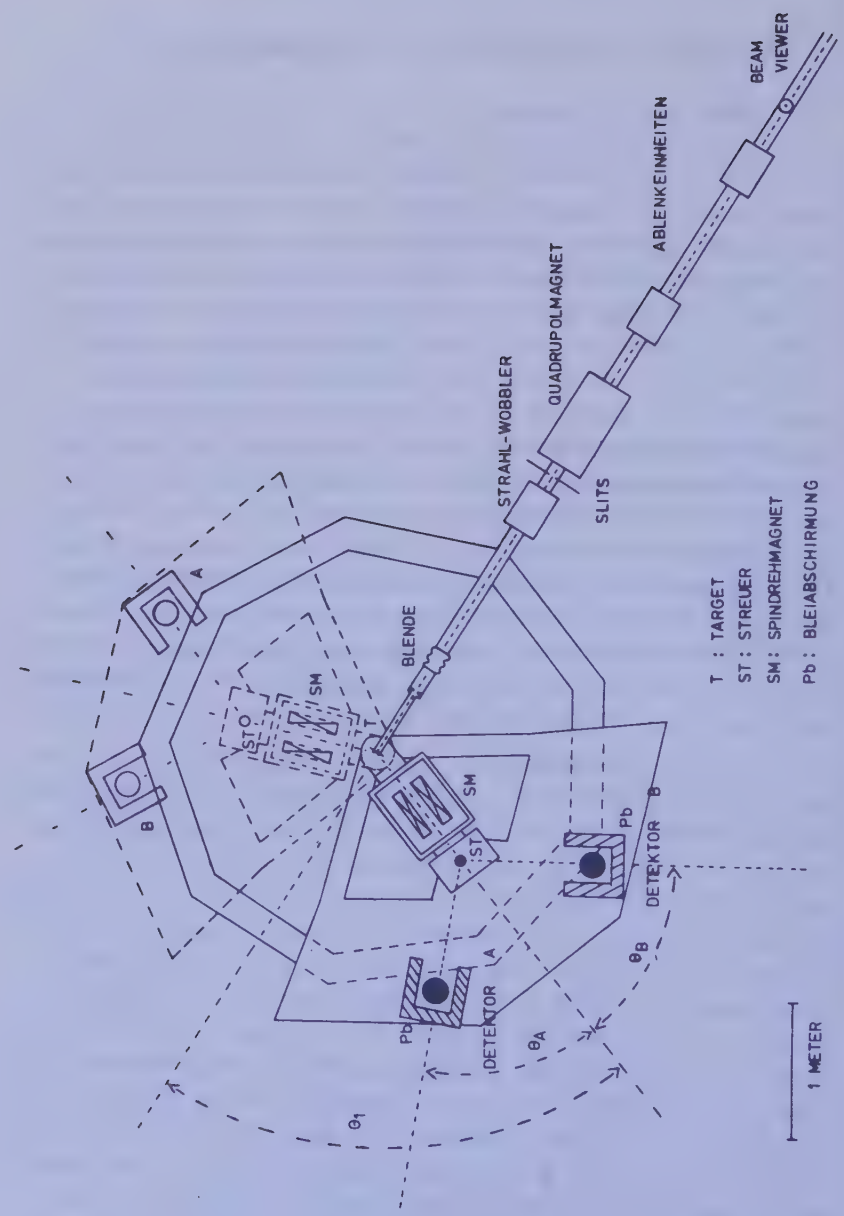

Abb. 12 Streuanordnung und Strahlführung

fließenden Wasserfilm gekühlt. Die Temperatur des Targets wurde mit Hilfe eines Thermoelements kontrolliert.
Eine schematische Darstellung von Streuanordnung und Strahl - führung findet man in Abb. 12.

5.2. Streuanordnung

5.2.1. Streuer, Endzähler und Monitor

Die Streuanordnung zur Messung der Asymmetrie bestand aus einem Streuer und zwei Enddetektoren, wie sie in Kap. 3 grundsätzlich beschrieben wurde, und deren Anordnung der Abb. 12 zu entnehmen ist.
Als Streuer dienten Plastikszintillatoren NE 102A verschie - dener Größe. Für die Messung der Winkelverteilung wurde der große Streukörper (Ø=3,81 cm, H=10,16 cm), für die Untersuchung der Mehrfachstreuung der kleine Streukörper (Ø=1,905 cm, H=7,62 cm) verwendet. Das Szintillations - licht wurde mit einem Photomultiplier vom Typ RCA 8575 gemessen, der bei einer Spannung von ca. 1800 V betrieben wurde. Szintillator und Multiplier waren von einem Weiß - blech- und zwei Mu-Metallzylindern umgeben, die der magne - tischen Abschirmung gegen die Streufelder des noch zu be - schreibenden Spindrehmagneten dienten. Diese Anordnung hatte sich schon bei früheren Messungen bewährt[18,19]. Der Streuer, der auf einer justierbaren Halterung befestigt war, ist in Abb. 13a wiedergegeben.
Zum Nachweis der gestreuten Neutronen in den beiden End - detektoren wurden ebenfall zylindrische Plastikszintilla - toren vom Typ NE 102A verwendet (Ø=10,16 cm, H=30,48 cm). Sie waren mit Photomultipliern vom Typ XP 1o41 optisch gekoppelt, die bei einer Spannung von ca. 2000 V betrie - ben wurden. Da bei Verwendung von Plastikszintillatoren keine Impulsformdiskriminierung der γ's möglich ist, wurde $_{nn}$ versucht, den γ-Untergrund durch Bleiabschirmungen so klein

wie möglich zu machen. Der Aufbau der Endzähler ist in Abb. 13b wiedergegeben.

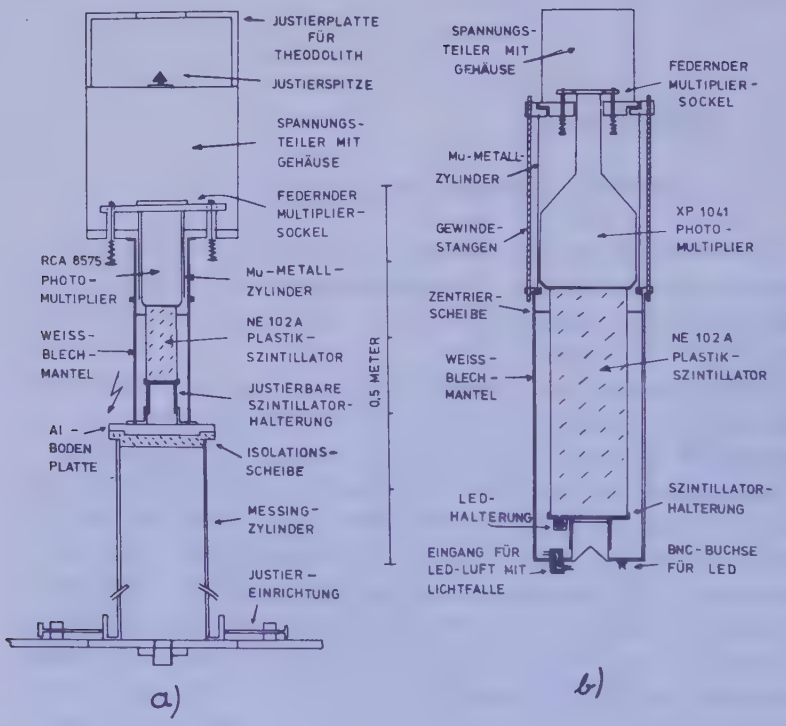

Abb. 13 a) Aufbau des Streuers
b) Aufbau der Endzähler

Die zur Verstärkungskorrektur und zur Totzeitmessung erforderlichen Leuchtdioden wurden an den Bodenhalterungen der Szintillatoren in den beiden Endzählern befestigt. Jede der beiden Leuchtdioden befand sich in einem Zylinder aus massivem Kupfer, der mittels mehrerer Kühlflügel in Wärmekontakt mit der vorbeistreichenden Kühlluft gebracht wurde.

Diese Kühlluft wurde für beide Leuchtdioden gemeinsam temperatursta - bilisiert. Ihre Temperaturen konnten deshalb als gleich angesehen werden. Das LED-Licht gelangte durch kleine Austritts - öffnungen als schmales Bündel auf die Photoka - thode. Die Anordnung ist in Abb. 14 wieder - gegeben.

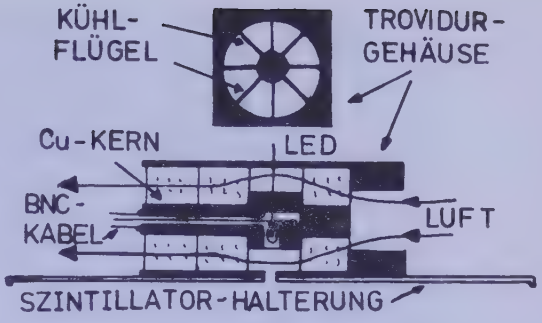

Abb. 14 LED-Halterung
(oben: Querschnitt)
(unten: Längsschnitt)

Ebenso wie in den Enddetektoren und im Streuer erfolgte der Neutronennachweis im Neutronenmonitor durch einen Plastik - szintillator NE 102A (Ø=3,81 cm; H=10,16 cm) und einen Pho - tomultiplier vom Typ 56 AVP. Dieser Monitor wurde zur Steue - rung der Zahl der LED-Impulse und des in 4.2.2 beschriebe - nen Impulsschalters benötigt. Seine Impulse wurden außer - dem auf ein Ratemeter gegeben, mit dessen Hilfe die Mes - sung unterbrochen wurde, wenn die Strahlintensität außer - halb gewählter Intensitätsschwellen lag.

5.2.2. Goniometer und Spindreher

Um das oben beschriebene Doppelkompensationsverfahren durch - führen zu können, mußte die Asymmetriemessung in zwei Stel - lungen symmetrisch zur Nullrichtung durchgeführt werden. Dazu wurde ein Wagen gebaut, der um eine durch den Target - brennfleck gehende Achse gefahren werden kann. Dieser Wa - gen läuft auf einer äußerst ebenen Bahn aus neun Einzel - segmenten (Ø=3,13 m). Mittels zweier Endabschalter konnte der Wagen in den beiden symmetrischen Stellungen ($\theta_1=70^\circ$) angehalten werden. Der Wechsel von einer Wagenstellung in die andere dauerte etwa acht Minuten.

Um eine vollständige Kompensation der stationären Fehler erreichen zu können, mußte nach Kap. 4.2.2. die Polarisation in beiden Wagenstellungen durch einen Magneten um 180° gedreht werden können. Die durch die räumliche Begrenztheit des Meßplatzes bedingten Maße des Goniometers erlaubten einen maximalen Abstand zwischen Streuer und Target von einem Meter. Um längs eines solch kurzen Weges die Polarisation der 15,85-MeV-Neutronen umdrehen zu können, mußte ein supraleitender Magnet verwendet werden. Es wurde dazu ein Magnet der Fa. SIEMENS eingesetzt, der im Zentrum einer supraleitenden Spule von 22,1 cm Länge bei einer Stromstärke von I_{max}= 80 A ein Feld von 5 Tesla erzeugen kann. Eine dem vorliegenden Problem angepaßte Rechnung[18] ergab 64,8 A als zum Umklappen der Polarisation erforderlichen Spulenstrom. Die durch die erzeugten Streufelder bedingten Störeinflüsse auf die Multiplier wurden durch eine bei früheren Messungen[18,19] bewährte magnetische Abschirmung unterdrückt.

5.2.3. Justierung

Voraussetzung für die in Kap. 4.1.2. durchgeführten Überlegungen war eine lineare Fehlertheorie. Um diesem Ansatz möglichst nahe zu kommen, wurde versucht, durch eine genaue Justierung Geometriefehler so klein wie möglich zu halten. Dazu wurde zunächst die Bahn des Goniometers so eingestellt, daß die Streuanordnung in den beiden symmetrischen Stellungen eine bis auf wenige Zehntelmillimeter gleiche Höhe hatten. Weiter wurde die Lage der effektiven Drehachse bestimmt, indem eine Justierspitze auf der Achse so montiert wurde, daß sie ihre Lage in den beiden Wagenstellungen bis auf 1/10 mm beibehielt. Um die Abweichung zwischen Targetbrennfleck und Drehachse möglichst klein zu machen, wurde das Strahlrohr mitsamt Quadrupolmagneten

justiert, um eine optimale Fokussierung des stabilisierten Deuteronenstrahls auf dem Target zu ermöglichen. Diese Abweichung von Brennfleck und Drehachse konnte dadurch ebenfalls auf etwa 1/10 mm verringert und die mögliche Abweichung der Deuteroneneinfallsrichtung von der 0°-Richtung auf etwa $0{,}5^{\circ}$ begrenzt werden.
Weiter mußte die Achse der Magnetspule horizontal durch Targetbrennfleck und Streuerschwerpunkt einjustiert werden und die Schwerpunkte der Szintillatoren beider Endzähler genau in die Streuebene gebracht werden. Auch hier lagen die Abweichungen bei wenigen Zehntelmillimetern. Die Abstände $\overline{DS}$ zwischen den Endzählern und dem Streuer brauchten nur auf etwa 1mm gleich gemacht zu werden und hatten bei den einzelnen Messungen folgende Werte:

30° : $\overline{DS}$ = 100,4 cm
40° : $\overline{DS}$ = 98,5 cm
50° : $\overline{DS}$ = 96,5 cm
30° : $\overline{DS}$ = 99,6 cm (kleiner Streuer)

Targetbrennfleck und Streuer waren bei allen Messungen 99 cm voneinander entfernt.
Die Winkelfehler für die vom Target in Streuerrichtung emittierten Neutronen betrugen für beide Wagenstellungen weniger als 1/10 Grad. Die gleiche Genauigkeit konnte auch beim Einjustieren der Endzähler für die verschiedenen Streuwinkel erreicht werden.
Die so für die gesamte Apparatur erreichte Genauigkeit ließ bei den durchgeführten Asymmetriemessungen das oben beschriebene Kompensationsverfahren wirksam werden.

5.3. Nachweiselektronik

Zur Analysierung der nachgewiesenen Ereignisse wurde ein Flugzeitspektrometer verwendet, dessen Aufbau in Abb. 15 schematisch dargestellt ist.

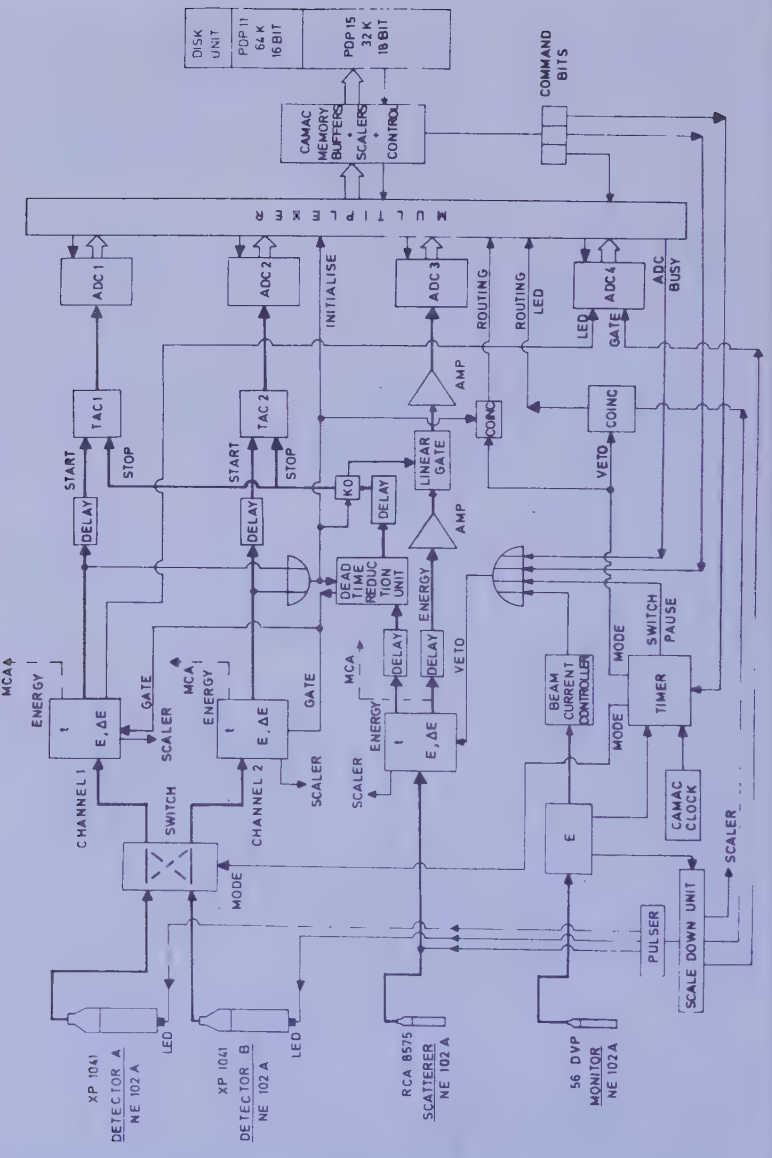

Abb. 15 Nachweiselektronik (schematisch)

Sowohl die Streuerimpulse als auch die Impulse aus den beiden Endzählern gelangten auf komplexe Elektronik - kanäle (t, E, ΔE-Einheiten). Die Impulse aus den beiden Endzählern konnten dabei wahlweise mittels des oben be - schriebenen Impulsschalters auf die beiden Detektorzweige gegeben werden, in denen die Zeitinformation (t) nach der Fast-Zero-Cross-Methode abgeleitet wurden, während im Streuerzweig dazu die Constant-Fraction-Methode verwen - det wurde. Durch die Erzeugung von festen Totzeiten in den Elektronikkanälen konnte das Aufstocken aufeinander - folgender Impulse verhindert werden (Pile-Up-Unterdrük - kung). Nur wenn diese Bedingung erfüllt war und gleich - zeitig die Amplitude der Multiplierimpulse im eingestell - ten Impulshöhenintervall (E, ΔE) lag, konnten in den Elektronikkanälen Ausgangsimpulse erzeugt werden. Diese starteten jeweils einen Zeit-Impulshöhen-Konverter (TAC), während die Streuerelektronik die zugehörigen, geeignet verzögerten Stopp-Signale für die TAC's lieferte. Um zu verhindern, daß während der Verarbeitungsdauer eines Flug - zeitereignisses im TAC neue Start-Impulse anlagen, konnten die Detektorzweige nur während der Dauer eines sogenannten Range-Impulses solche Start-Impulse erzeugen. Diese Range - Impulse wurden aus den Streuerimpulsen abgeleitet, waren 150 nsec lang und wurden von einem sogenannten Range-Trigger (DEAD TIME PROTECTION UNIT) erzeugt, der nur dann angestoßen werden konnte, wenn aus keinem der beiden De - tektorzweige ein Signal vorlag. Nur wenn während der folgenden Range-Zeit tatsächlich Start-Impulse für einen der TAC's vorlagen, wurden aus den Range-Impulsen ent - sprechend verzögerte Stopp-Impulse abgeleitet. Dadurch wurde vermieden, daß im Falle zu geringer Abstände von Start-Impulsen die Zuordnung von Start- zu Stopp-Impulsen nicht mehr eindeutig war.

Die so gewonnenen Flugzeitspektren wurden in den zugehöri - gen ADC's 1 und 2 digitalisiert. Gleichzeitig wurden die zugehörigen Protonenrückstoßspektren des Streuers in einem weiteren ADC abgespeichert, so daß die Meßergebnisse in

Form einer zweidimensionalen Flugzeit-Energie-Matrix (T-E-Matrix) vorlagen. Wenn das ADC 3 nicht ansprach, weil die anliegenden Impulse zu klein waren, so wurde die zweiparametrige Abspeicherung in E-Kanal 1 durch ein aus dem Startimpuls abgeleitetes Initialisierungssignal erzwungen.

Neben diesen Flugzeit- und Energiespektren wurden für spätere Korrekturverfahren die Impulshöhenspektren der Leuchtdioden der beiden Endzähler benötigt. Dazu wurde ein Teil der in den Detektorzweig 1 gelangten Impulse, die je nach Schaltzustand der Relais aus dem Endzähler A bzw. B stammten, abgezweigt und direkt auf ein viertes ADC gegeben. Nur die Impulse, zu denen ein zugehöriges LED-Gate-Signal vorlag, bildeten das gesuchte LED-Impulshöhenspektrum. Diese LED-Gate-Signale wurden aus einem Untersetzer abgeleitet (SCALE DOWN UNIT), der auch die Spannungsimpulse für die beiden Leuchtdioden lieferte. Jeder zweitausendste nachgewiesene Impuls des Neutronenmonitors, dessen Zählrate näherungsweise der Neutronenquellstärke proportional war, machte einen solchen Untersetzerimpuls. Darüber hinaus wurden Monitorimpulse für die Strahlstromüberwachungseinheit, die bei zu kleinen oder zu großen Neutronenquellstärken das Spektrometer über ein Veto-Oder sperren konnte, und für den "MONITOR"-Eingang der Relaissteuerung (TIMER) benötigt. Die Relaissteuerung bewirkte die Umschaltung der Multiplizierimpulse der beiden Endzähler auf die beiden Detektor-Elektronikkanäle und sperrte das Spektrometer während der Schaltdauer des Impulsschalters (SWITCH) ebenfalls über das Veto-Oder. Je nach Schaltzustand wurden außerdem die Routingsignale zur Kennung der T-E-Matrizen und der LED-Spektren von der Relaissteuerung (MODE) durchgelassen oder blockiert. Die in den vier ADC's anfallenden Informationen wurden auf einen Multiplexer gegeben, der sie in einen Zwischenspeicher (CAMAC-Memory-Buffer) lieferte. Erst wenn sich 256 16-Bit-Worte angesammelt hatten, wurden sie an den On-Line-Rechner weitergegeben. So wurden

durch den Rechner bedingte Unterbrechungen und damit die Totzeit klein gehalten.

Um ein einwandfreies Funktionieren der komplexen Nach - weiselektronik gewährleisten zu können, wurden mit Hilfe eines CAMC-Zählsystems verschiedene signifikante Zählra - ten mitgemessen. Zur visuellen Kontrolle konnten zusätz - lich die Neutronenspektren des Streuers und der Endzäh - ler auf einem Vielkanalanalysator (MCA) beobachtet werden, der außerdem zur symmetrischen Einstellung sowohl der Hochspannung als auch der Lage der Schwellen in den Spek - tren der Endzähler benötigt wurde.

Mit dem beschriebenen Spektrometer stand eine leistungs - fähige Elektronik zur Verfügung, die den ungewöhnlich hohen Anforderungen eines Experimentes zur Bestimmung der n-p-Analysierstärke genügte.

5.4. Durchführung des Experiments

Der Ablauf der Messung war durch das in Kap. 4.1.2. be - schriebene Doppelkompensationsverfahren bestimmt. Sie wurde unter jedem Streuwinkel in eine Anzahl von Meßrei - hen zu je acht Einzelmessungen unterteilt. Versteht man un - ter den Bezeichnungen B1, B2 und B0 Messungen mit Magnet - feld B_1 -B bzw. B=0, die in den Goniometerstellungen "Links" (L) und "Rechts" (R) durchgeführt wurden, so läßt sich die Reihenfolge der durchgeführten Einzelmessungen wie folgt angeben:

LB1, RB1, RB0, LB0, LB2, RB2, RB0, LB0

Zu jeder dieser acht Meßtypen wurden vier Neutronenspek - tren A1, B2, A2, B1 mit den zugehörigen Rückstoßspektren nnn aufgenommen und als T-E-Matrizen mit 16 Energie- und 256 Flugzeitkanälen abgespeichert. Mit den beiden LED-Impuls - höhenspektren zu je 256 Kanälen und den mitgeführten Kon -

trollzählraten wurde pro Meßtyp Speicherplatz für 67 Blöcke zu 256 Worten, für eine Meßreihe von acht Meßty - pen also Platz für 536 Blöcke auf dem Speicherband (DEC-Tape) benötigt; es wurde also pro Meßreihe ein Mag - netband belegt.
Zu Beginn der Messung wurden die Verstärkungen der End - detektoren durch Veränderung der Multipliersspannungen und die Schwellen der zugehörigen Elektronikkanäle auf ein Prozent genau symmetrisch eingestellt. Dabei wurden die Schwellen auf die obere Kante des ^{22}Na-Comptonspek - trums gesetzt, was einer Protonenrückstoßenergie von 3 MeV entspricht. Die Einstellungen für den Streuer konnten nicht mit Hilfe einer γ-Quelle durchgeführt werden, dazu mußten vielmehr die Protonenrückstoßspektren der unter den jeweiligen Winkeln gestreuten Neutronen benutzt werden. Die Lage des Protonenpeaks in der T-E-Matrix, die direkt auf dem Display des Rechners beobachtet werden konnte, gab ein Maß für die Einstellung der Verstärkung im Zweig des Streuers, dessen Schwelle so eingestellt wurde, daß keine Rückstoßimpulse verloren gingen und der Untergrund möglichst klein gehalten wurde.
Die regelmäßige Kontrolle der zur Überwachung mitgemesse - nen Zählraten ermöglichte die Erkennung und Beseitigung von Fehlern, die während der Messung auftraten. Die Größ - senordnung der Zählraten kann man der folgenden Zusammen - stellung entnehmen:

Schnelle Zählraten	:	Streuer 50000/sec, Endzähler 30000/sec
Fensterzählraten	:	Streuer 45000/sec, Endzähler 20000/sec
TOF-Ereignisse	:	400/sec
LED-Impulse	:	20/sec

Die Zählrate der in den zugehörigen Protonenpeaks nachge - wiesenen Streuereignisse betrug etwa 10 Ereignisse pro Se - kunde.

Um einen reibungslosen Ablauf des Experiments zu gewähr - leisten, wurde ein umfangreiches Überwachungssystem in -

stalliert. Zur optischen Überwachung des Kryostaten, der He-Rückgewinnungsanlage und der Targetkühlung mit einer Fernsehanlage kam ein akustisches Warnsystem, mit dem Abweichungen der Neutronenquellstärke vom Sollwert, Erreichen der Minimalhöhe des flüssigen Heliums im Kryostaten sowie das Ende der einzelnen Meßabschnitte angezeigt wurden. In den Pausen zwischen den einzelnen Meßreihen wurden die Schwellen der Endzählerzweige und das lineare Tor überprüft. Die Messungen wurden beendet, wenn eine vorgewählte Anzahl von Schaltzyklen der Relaissteuerung erreicht war. Bei einer Dauer der Steuerungsperiode von etwa 1 sec wurde eine Vorwahl von 8000 Schaltpausen gewählt. Je nach mittlerer Strahlstromstärke ergab sich dann eine Meßdauer von 30 bis 50 Minuten pro Meßtyp. Die Strahlstromstärke auf dem Target lag zwischen 14 und 18 µA. Um eine zu häufige Unterbrechung der Messung zu vermeiden, wurde der Kryostat ferngesteuert mit flüssigem Helium versorgt. Bei einer Verdampfungsrate von weniger als 1,5 Liter pro Stunde konnte bei einem Vorrat von 50 l flüssigem Helium in großen zeitlichen Abschnitten gemessen werden. Insgesamt wurden 13 Meßreihen bei einem Streuwinkel $\theta_{Lab} = 30^{\circ}$, 20 Meßreihen bei $\theta_{Lab} = 40^{\circ}$ und 12 Meßreihen bei $\theta_{Lab} = 50^{\circ}$ gewonnen. Diese Messungen wurden mit dem großen Streukörper durchgeführt. Dazu kam eine weitere Messung bei $\theta_{Lab} = 30^{\circ}$ mit dem kleinen Streukörper. Diese bestand aus 16 Meßreihen. Die Gesamtmeßdauer betrug etwa 500 Stunden.

6. Auswerteverfahren

6.1. Festlegung der Integrationsgrenzen

Bei der Auswertung des auf Band gespeicherten Datenmate - rials zeigte es sich, daß die Protonenpeaks in den T-E - Matrizen bei den verschiedenen Einzelmessungen gegenein - ander verschoben waren. Die Größe dieses Effektes äußerte sich in einer Verschiebung der Energieschwerpunkte der Spektren gegeneinander und betrug bis zu zwei Energieka - näle. Grund dafür waren die Vertsärkungsschwankungen des Streuermultipliers und der Verstärker im Energiezweig des Streuers. Da die zur Bestimmung des von Elektronikdriften freien Links-Rechts-Verhältnisses R gemessenen vier Spek - tren A1, B2, A2 und B1 gleichzeitig gewonnen wurden, spiel - ten diese "Energiedriften" keine Rolle. Wegen des großen Datenmaterials war es aber praktisch unmöglich, die In - tegrationsgrenzen für jede Einzelmessung individuell zu setzen. Um für die Daten, die unter den verschiedenen Streuwinkeln gemessen wurden, jeweils mit nur einem Satz von Integrationsgrenzen auszukommen, wurden alle Spektren einer Meßreihe auf einen gemeinsamen Energieschwerpunkt bezogen. Diese Bezugsschwerpunkte wurden aus den jeweils ersten Spektren einer Meßreihe berechnet. Zu diesem Zweck wurden für jeden Energiekanal die Protonenpeakflächen der Flugzeitspektren durch Abziehen des Untergrundes bestimmt. Dazu wurde jedes der 16 Flugzeitspektren einer T-E-Matrix durch Setzen von Marken in sieben Bereiche unterteilt (Abb. 16

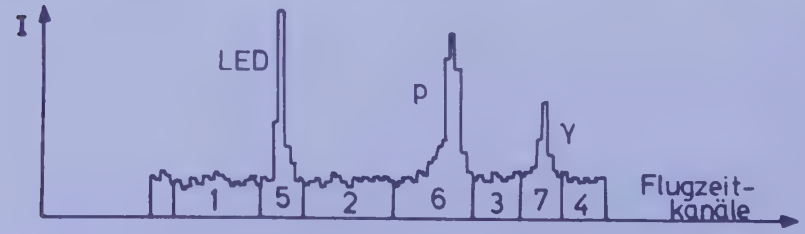

Abb. 16 Aufgliederung eines Flugzeitspektrums nach Peak- und Untergrundbereichen

Mit den aus den Bereichen 1-4 bestimmten Untergrundsgeraden konnten dann innerhalb der Bereiche 5-7 die Inhalte der LED-, Protonen- bzw. γ-Peakflächen bestimmt werden.
Aus den so gewonnenen Protonenpeakflächen PF(K) der Flugzeitspektren in den Energiekanälen K berechneten sich dann die Bezugsschwerpunkte E_s^o wie folgt:

$$E_s^o = \sum_K (PF(K) \cdot K) / \sum_K PF(K) \qquad (K=1,16)$$

Um die Normierung nicht von einer Willkür in der Wahl der Integrationsgrenzen abhängig zu machen, wurden diese sehr weit gewählt. Entsprechend wurden dann die Energieschwerpunkte E_s der übrigen Matrizen berechnet. Damit ließen sich die Expansionsfaktoren $F=E_s^o/E_s$ angeben. Da die Spektren A1, B2, A2 und B1 eines Meßtyps bei gleicher mittlerer Verstärkung gemessen wurden, war für alle vier jeweils nur ein gemeinsamer Expansionsfaktor erforderlich. Mit diesen Faktoren wurden die Spektren durch lineare Interpolation expandiert und der Gesamtinhalt der neuen Spektren auf den der alten normiert.
Außerdem wurden aus den untergrundfreien Flugzeitspektren Inhalte und Schwerpunkte der LED- bzw. γ-Flugzeitlinien bestimmt. Aus den Gesamtinhalten Z_{LED} aller LED-Peaks einer T-E-Matrix und der Zahl der im gleichen Zeitraum erzeugten LED-Impulse Z_{LED}^o konnten dann für jede Matrix Totzeitfaktoren $T=Z_{LED}^o/Z_{LED}$ berechnet werden, mit denen die zughörigen Protonenpeakflächen zur Durchführung der notwendigen Totzeitkorrektur multipliziert werden mußten. Mit den Schwerpunkten der γ-Linien schließlich konnten bei Kenntnis der Zeitauflösung (1,17 nsec/Kanal) die Flugzeiten der in den einzelnen Energiekanälen registrierten Neutronen ermittelt werden.
Die gemessenen Neutronenflugzeitlinien hatten niederenergetische Schwänze, die darauf hindeuteten, daß zum Peak nicht nur an Protonen gestreute Neutronen beitrugen. Deshalb mußten Kriterien gefunden werden, die eine Beschränkung auf tatsächlich zur n-p-Streuung gehörende Peakanteile ermöglichten. Dazu wurden zunächst aus allen zusammengehörigen

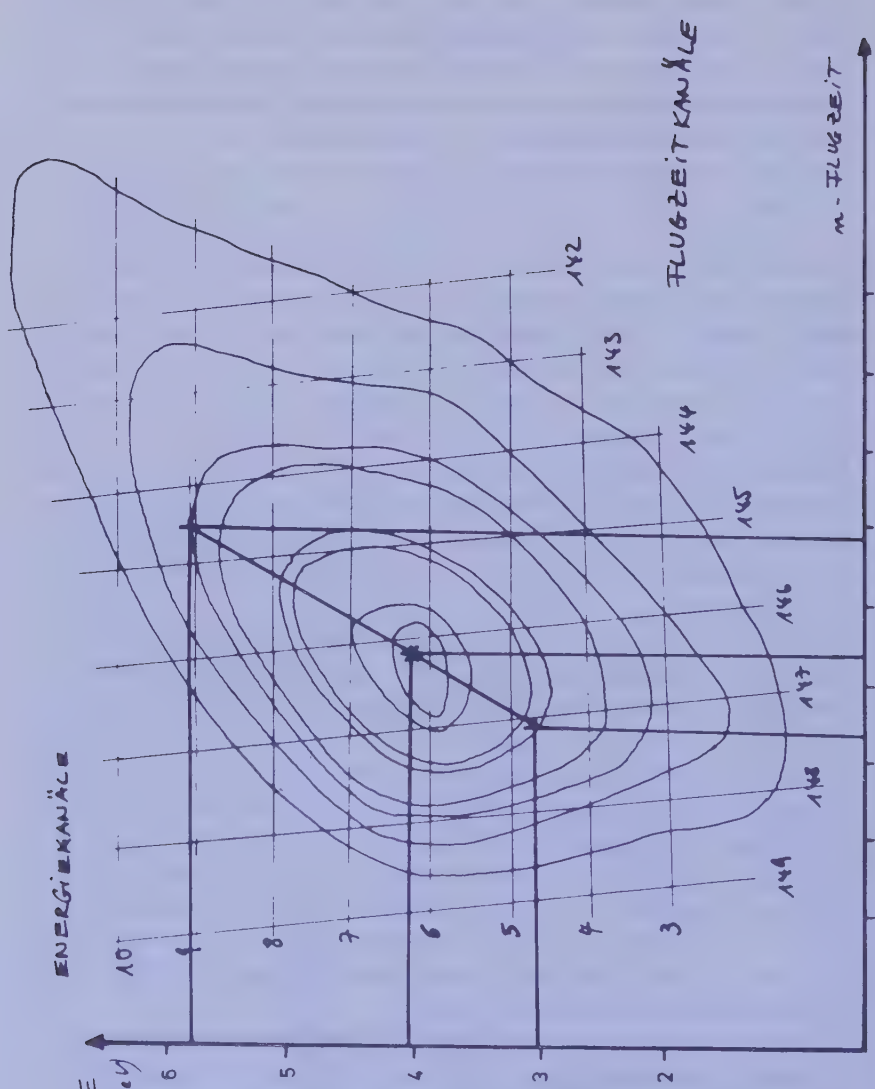

Abb. 17a Höhenliniendarstellung des Protonen-Peaks für $\theta_{cm}=60^{\circ}$

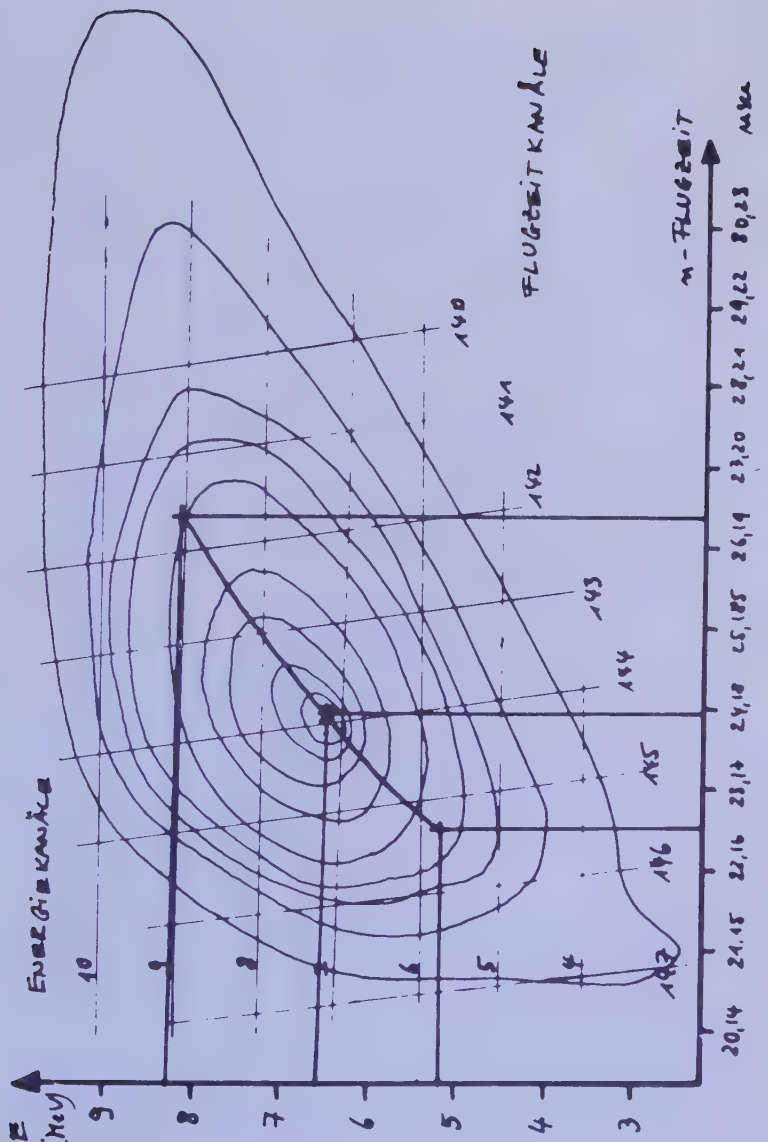

Abb. 17b Höhenliniendarstellung des Protonen-Peaks für $\theta_{cm}=80^{\circ}$

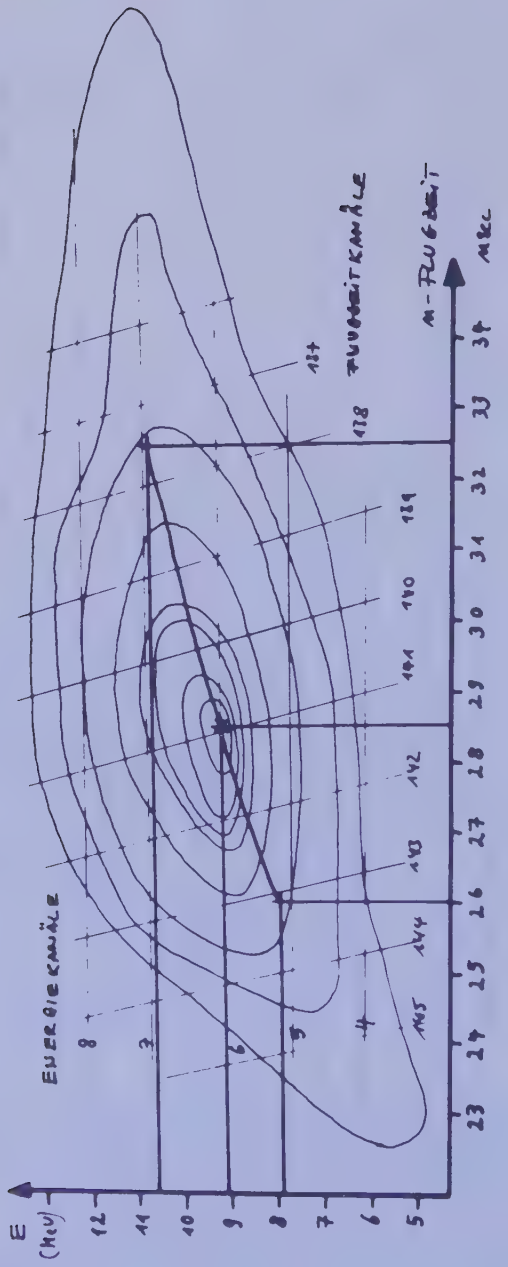

Abb. 17c Höhenliniendarstellung des Protonen-Peaks für θ_{cm}=10

Meßreihen die Summenmatrizen einer beliebigen Meßsorte (z.B. Typ LBO, Matrix B2) gebildet. Durch lineare Inter - polation zwischen den Matrixelementen erhielt man die Höhenliniendarstellung der Protonenpeaks für die jewei - ligen Streuwinkel (Abb. 17).
Wgen der abweichenden Lage der einzelnen γ-Peaks waren gleiche Flugzeitkanäle in verschiedenen Energiekanälen unterschiedlichen Neutronenflugzeiten zugeordnet. Deshalb wurde die Zeitachse der Darstellung auf die Schwerpunkte der γ-Peaks in den einzelnen Energiekanälen bezogen. In - nerhalb der Genauigkeit der angegebenen Zeitauflösung stimmte die zeitliche Lage des Maximums der Peaks mit der für die n-p-Streuung berechneten Flugzeit pro Meter über - ein. Zur Abschätzung des Peakbereichs, der für die Auswer - tung benutzt werden durfte, wurden die Werte von Rückstoß - energie und Neutronenflugzeit berechnet, die bei gegebener Streuanordnung zu den vorkommenden Extremwinkeln gehören. Trägt man die so gefundenen Grenzen für die Enfachstreu - ung in die angegebene Peakdarstellung ein, so hat man bei Beachtung der endlichen Auflösung der Neutronenzähler einen guten Anhaltspunkt für die Festlegung der Integrations - grenzen. Ein weiteres Kriterium lieferte die Berechnung der Asymmetrie und damit des Analysiervermögens für jeden einzelnen Energiekanal. Der Verlauf des Analysiervermögens als Funktion der Rückstoßenergie ist für die drei Streu - winkel $\theta_{Lab} = 30^{\circ}$, 40° und 50° in Abb. 18 wiedergegeben. Dieser Darstellung entnimmt man, daß es außerhalb eines mittleren Energiebereichs mit konstantem Analysiervermö - gen Peakbereiche gibt, deren Beiträge zur Asymmetrie ver - schiedene Vorzeichen haben. Da dieser Bereich konstanten Analysiervermögens gerade mit dem Einfachstreubereich der Höhenliniendarstellung der Peaks übereinstimmt, wurden zur Berechnung der Peakflächen deshalb nur die Energiekanäle mit konstantem Analysiervermögen berücksichtigt.
Bei der flugzeitmäßigen Begrenzung der Integrationsberei - che wurde ebenfalls die Konstanz des Analysiervermögens in

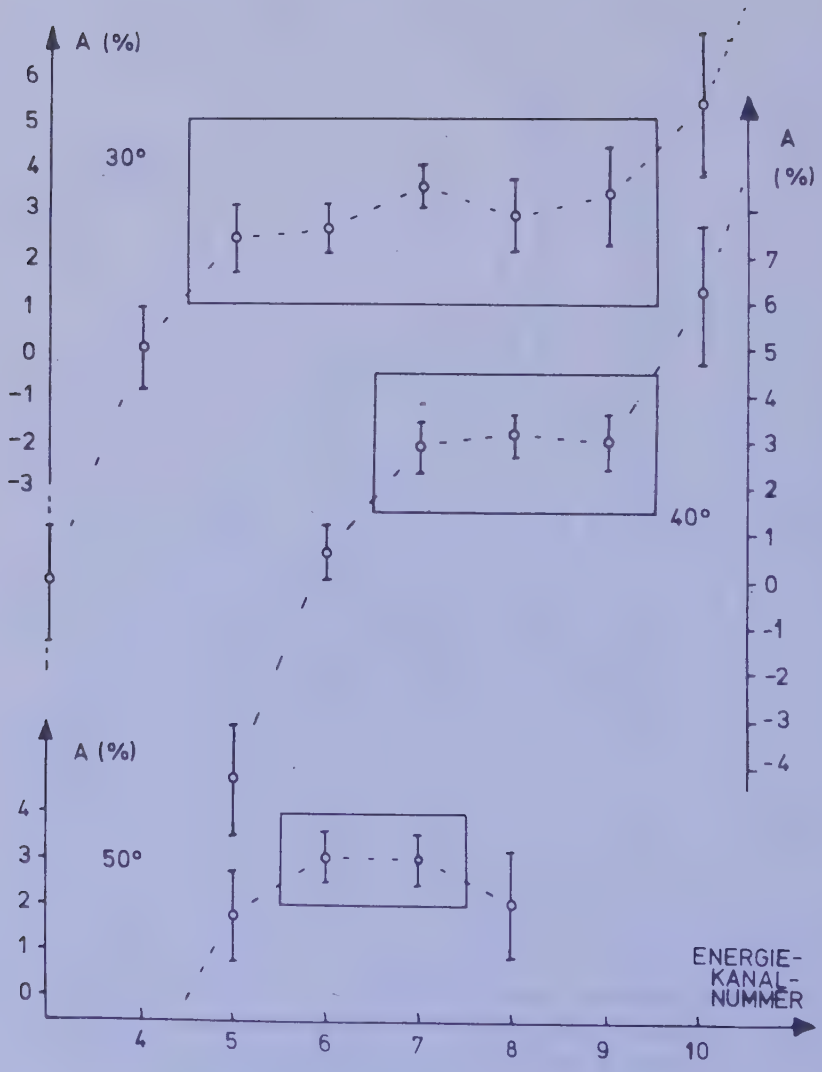

Abb. 18 Analysiervermögen pro Energiekanal

den einzelnen Energiekanälen als Kriterium herangezogen. Dazu wurden die Flugzeitgrenzen auf verschiedene Höhen - linien gesetzt und das daraus resultierende Verhalten des Analysiervermögens untersucht.
Um für alle unter gleichem Streuwinkel gemessenen Spek - tren mit nur einem solchen Satz von Integrationsgrenzen auskommen zu können, mußten alle Peaks dieselbe Lage im Flugzeitspektrum haben, d.h. die Schwerpunkte aller äqui - valenten Spektren mußten im gleichen Flugzeitkanal lie - gen. Diese Forderung war wegen der Unterschiede in den Elektronikzweigen der Endzähler nur bis auf etwa einen Kanal genau erfüllt. Deshalb wurden für die einzelnen Peaks Schwerpunkte berechnet, deren jeweilige Abstände zum Schwerpunkt der entsprechenden Peaks im Summenspek - trum angaben, um wieviel die Grenzen in den aktuellen Spektren verschoben werden mußten, um aus allen Peaks dieselbe physikalische Information zu gewinnen. Aus den so gewonnenen Peakflächen PF^i und den Totzeitkorrektur - faktoren T^i ließen sich dann korrigierte Peakflächen $PF^i_{corr} = PF^i \cdot T^i$ berechnen. Für jeden Meßtyp k wurden dann die nach Kap. 4.2.2. über die Elektronikdriften mitteln - den Links-Rechts-Verhältnisse gebildet:

$$R(k) = \sqrt{PF^{A1}_{corr} \cdot PF^{A2}_{corr} / (PF^{B1}_{corr} \cdot PF^{B2}_{corr}}$$

Da bei der Messung stets das Verhältnis der Zählraten aus Detektor A zu denen aus Detektor B bestimmt wurde, war R(k) einmal ein Links-Rechts- und einmal ein Rechts - Links-Verhältnis. Im folgenden wird deshalb R(k) mit A/B-Verhältnis bezeichnet.

6.2. Berechnung von Asymmetrie und Analysiervermögen

Zu den oben definierten A/B-Verhältnissen gehört pro Meß - typ ein LED-Verhältnis $R_{LED}(k) = SPA/SPB$ der Schwerpunkte SPA und SPB der LED-Impulshöhenspektren aus den Detektoren

A und B. Vorversuche mit einer γ-Quelle hatten gezeigt (Kap. 4.2.3.), daß die Funktion $R(k) = f(R_{LED}(k))$ in sehr guter Näherung eine Gerade ist, deren Steigung unabhängig vom Meßtyp ist. Deshalb wurde für jeden Meßtyp k und jede Meßreihe j eine Ausgleichsgerade durch die Wertepaare $(R^j(k), R^j_{LED}(k))$ gelegt und deren Steigung b(k) ermittelt. Wegen der Unabhängigkeit der Steigung vom Meßtyp ließ sich dann durch Mittelung über die acht Werte b(k) eine mittlere Steigung $\overline{b}$ gewinnen. Wurde nun durch jedes gefundene A/B-Verhältnis eine Korrekturgerade mit der Steigung $\overline{b}$ gelegt, so konnten die Verhältnisse $R^j(k)$ auf ein Bezugsverhältnis R^j_{LED} bezogen werden (Abb. 19a), das als Mittelwert der jeweils acht LED-Verhältnisse $R^j_{LED}(k)$ einer Meßreihe j gewählt wurde (Abb. 19b). Somit war es möglich, an jedem A/B-Verhältnis $R^j(k)$ eine Verstärkungskorrektur δR anzubringen:

$$R^j_o(k) = R^j(k) + \delta R^j(k) \quad \text{mit} \quad \delta R^j(k) = \overline{b} \cdot (R^j_{LED} - R^j_{LED}(k))$$

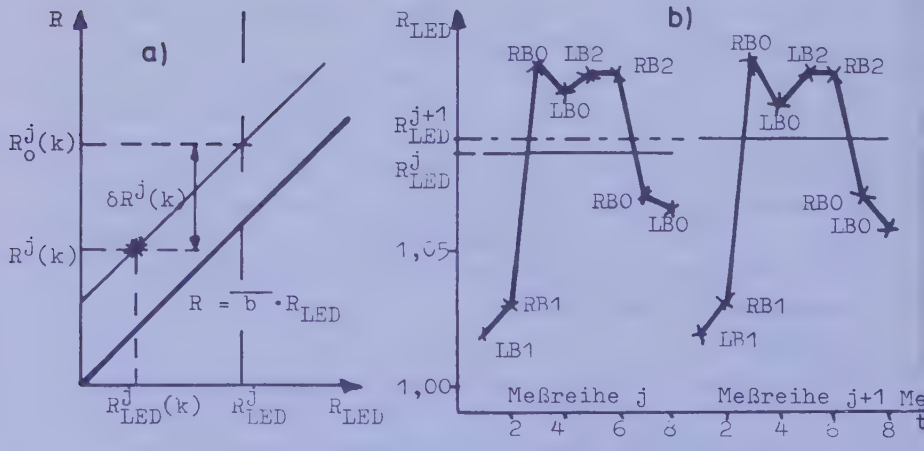

Abb. 19a Verstärkungskorrektur der einzelnen A/B-Verhältnisse
Abb. 19b Festlegung des Bezugspunktes für die Verstärkungskorr.

Wegen der beschriebenen Meßreihenfolge LB1 (1), RB1 (2), RB0 (3), LB0 (4), LB2 (5), RB2 (6), RB0 (7), LB0 (8) war die Polarisation von Meßtyp zu Meßtyp gedreht. Damit ließ sich das über die acht Meßtypen gemittelte Links-Rechts - Verhältnis aus den so korrigierten A/B-Verhältnissen für jede Meßreihe bestimmen:

$$R_C^j = \sqrt[8]{\frac{R^j(1)\cdot R^j(3)\cdot R^j(5)\cdot R^j(7)}{R^j(2)\cdot R^j(4)\cdot R^j(6)\cdot R^j(8)}}$$

Die $R^j(k)$ stellen hier schon die korrigierten Werte dar.

Aus den N durchgeführten Meßreihen berechnet sich schließ - lich das endgültige Links-Rechts-Verhältnis zu

$$R = \frac{1}{N}\cdot\sum_{j=1}^{N} R_C^j$$

Die Ergebnisse von R und $\epsilon = (R-1)/(R+1)$ sind in Tab. 3 zusammengestellt:

Streuer	Streu-winkel	R ± ΔR	ε ± Δε
groß	30°	1,00835 ± 0,00096	0,00416 ± 0,00048
	40°	1,00900 ± 0,00089	0,00448 ± 0,00044
	50°	1,00906 ± 0,00143	0,00451 ± 0,00071
klein	30°	1,01040 ± 0,00216	0,00520 ± 0,00108

Tab. 3 Ergebnisse von R und ε mit ihren Fehlern

Zur Berechnung der Werte des Analysiervermögens $A = \epsilon/P$ aus den gefundenen Asymmetriewerten ist die Kenntnis der

Primärpolarisation der gestreuten Neutronen erforderlich. Zu deren Bestimmung wurde durch die Polarisationswerte, die für die unter $\theta_{Lab} = 70^{\circ}$ emittierten Neutronen aus der $^{3}H(^{2}H,n)^{4}He$-Reaktion bis zu einer Deuteronenenergie von 2,1 MeV vorlagen[20,21,22], eine Ausgleichsparabel gelegt. Die angegebenen Werte wurden von den einzelnen Autoren mit Hilfe von n-^{4}He-Analysierstärken berechnet, die aus verschiedenen Streuphasenanalysen gewonnen wurden. Um diese Werte miteinander vergleichen zu können, wurden alle auf dieselbe Streuphasenanalyse (Stammbach und Walter[23]) bezogen. Der durchgeführte Fit ergab für die gesuchte Primärpolarisation bei einer mittleren Deuteroneneinschußenergie von 1,86 MeV den Wert $P^{o} = (-14{,}8 \pm 1{,}0)$ %. Daraus ergaben sich die in Tab. 4 zusammengestellten Werte für das gesuchte Analysiervermögen des Protons. Bei der Angabe des Fehlers wurde der Skalenfehler ΔP^{o} nicht berücksichtigt.

Streuer	Streuwinkel	A	ΔA	P^{o}
groß	30°	2,81 %	0,32 %	- 14,8 %
	40°	3,03 %	0,30 %	
	50°	3,05 %	0,48 %	
klein	30°	3,51 %	0,73 %	

Tab. 4 Analysiervermögen des Protons bei $E_n = 15{,}85$ MeV

6.3. Fehlerrechnung

Im folgenden wird ein Überblick über die durchgeführte Fehlerrechnung gegeben. Kompensierte Fehler werden dabei nicht mehr berücksichtigt.

a) Totzeitkorrekturfaktor

Ist Z^{o}_{LED} die Zahl der erzeugten und Z_{LED} die Zahl der nachgewiesenen LED-Impulse, so haben die durch Totzeit - effekte verloren gegangenen Impulse $Z = Z^{o}_{LED} - Z_{LED}$ einen statistischen Fehler $\Delta Z = \sqrt{Z}$. Sei weiterhin in K_u Flugzeitkanälen mit dem Gesamtinhalt U die Unter - grundsgerade berechnet, so interpoliert man unter dem LED-Peak (K_{LED} Kanäle) den Untergrund $U_{int} = U \cdot K_{LED}/K_u$ mit dem Fehler $\Delta U_{int} = \sqrt{U \cdot K_{LED}/K_u}$.

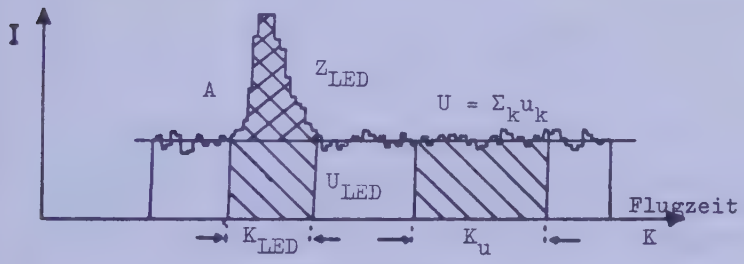

Abb. 20 Untergrundsbestimmung

Der Fehler der LED-Peakfläche ist gleich dem Fehler der verlorenen Impulse Z : $\Delta PF_{LED} = \Delta Z = \sqrt{\Delta A^2 + \Delta U^2_{int}}$

Mit $\Delta A^2 = Z + U_{LED}$ wird dann bei Summation über alle Energiekanäle i mit der Annahme $U_{LED} = U_{int}$

$$\Delta Z = \sqrt{Z + \Sigma_i \{U^i (1 + K^i_{LED}/K^i_u) \cdot K^i_{LED}/K^i_u\}}$$

Für den Fehler des Totzeitfaktors $T = Z^{o}_{LED}/Z_{LED}$ erhält man dann:

$$\Delta T = \frac{T}{Z_{LED}} \cdot \Delta Z$$

Typische Werte für T und ΔT für alle T-E-Matrizen der Einzelmessungen sind:

$$1{,}05 \leq T \leq 1{,}10 \quad \text{und} \quad 0{,}005 \leq \Delta T \leq 0{,}007$$

b) LED-Verhältnis

Der Fehler ΔSW der Schwerpunkte $SW = \Sigma_k k \cdot y_k / Y$ der Impuls - höhenspektren ist $\Delta SW = \sqrt{\Sigma_k((k-SW)^2 \cdot y_k)/(Y \cdot (Y-1))}$.

Dabei ist y_k der Inhalt des k-ten Kanals und $Y = \Sigma_k y_k$.

Damit wird der Fehler des Verhältnisses $R_{LED} = SWA/SWB$:

$$\Delta R_{LED} = R_{LED} \cdot \sqrt{(\Delta SWA/SWA)^2 + (\Delta SWB/SWB)^2}$$

Der Fehler ΔR_{LED} lag für alle Messungen bei etwa $1{,}5 \cdot 10^{-3}$.

c) A/B-Verhältnis

Ist PF der Inhalt einer Protonen-Flugzeitlinie, U_p der darunter liegende Untergrund, U der gesamte zur Unter - grundsbestimmung verwendete Untergrund und F die Summe aus PF und U_p, so gilt für den Fehler der Peakfläche:

$$\Delta PF = \sqrt{F + U \cdot (K_p/K_u)^2}$$

Für den Gesamtpeak einer T-E-Matrix erhält man durch Sum - mation über alle zu berücksichtigenden Energiekanäle den Fehler:

$$\Delta P = \sqrt{\Sigma_i (\Delta PF^i)^2} = \sqrt{\Sigma_i F_i + \Sigma_i U_i (K_p^i/K_u^i)^2}$$

Der Fehler der totzeitkorrigierten Peakflächen $P_{corr} = P \cdot T$ ist dann: $\Delta P_{corr} = \sqrt{T^2 \cdot \Delta P^2 + P^2 \cdot \Delta T^2}$

Mit den Verhältnissen $Q1 = P_{corr}(A1)/P_{corr}(B2)$

und $Q2 = P_{corr}(A2)/P_{corr}(B1)$

und ihren Fehlern

$\Delta Q1 = Q1 \cdot \sqrt{\Delta P^2_{corr}(A1)/P^2_{corr}(A1) + \Delta P^2_{corr}(B2)/P^2_{corr}(B2)}$ und

$\Delta Q2 = Q2 \cdot \sqrt{\Delta P^2_{corr}(A2)/P^2_{corr}(A2) + \Delta P^2_{corr}(B1)/P^2_{corr}(B1)}$

findet man für den Fehler der A/B-Verhältnisse $R = \sqrt{Q1 \cdot Q2}$

$$\Delta R = 0{,}5 \cdot R \cdot \sqrt{\Delta Q1^2/Q1^2 + \Delta Q2^2/Q2^2}$$

Typische Werte dieser Fehler für alle Einzelmessungen sind:

$$0{,}007 \leq \Delta R \leq 0{,}014$$

d) LED-Korrektur

Die Ausgleichsgerade durch die Wertepaare $(R^j(k), R^j_{LED}(k))$ $(j=1,N)$ für jeden Meßtyp k hat die Steigung:

$$b(k) = \frac{N \cdot \Sigma_j R^j(k) \cdot R^j_{LED}(k) - \Sigma_j R^j_{LED}(k) \cdot \Sigma_j R^j(k)}{N \cdot \Sigma_j (R^j_{LED})^2 - (\Sigma_j R^j_{LED})^2}$$

Vernachlässigt man die $\Delta R^j_{LED}(k)$ gegen die $\Delta R^j(k)$, so erhält man für den Fehler $\Delta b(k)$ jeder Ausgleichsgeraden:

$$\Delta b(k) = \Big[N^2 \cdot \Sigma_j R^j_{LED}(k)^2 \cdot \Delta R^j(k)^2 - 2 \cdot N \cdot \Sigma_j R^j_{LED}(k) \cdot \Sigma_j (R^j_{LED}(k) \cdot \Delta R^j(k))^2 + (\Sigma_j R^j_{LED}(k))^2 \cdot (\Sigma_j \Delta R^j(k))^2 \Big] / \Big[N \cdot \Sigma_j (R^j_{LED}(k))^2 - (\Sigma_j R^j_{LED}(k))^2 \Big]$$

Für die mittlere Steigung $\bar{b} = \frac{1}{8} \cdot \Sigma_j b_j$ beträgt dann der Fehler $\Delta \bar{b} = \frac{1}{8} \cdot \sqrt{\Sigma_k \Delta b(k)^2}$. Die Rechnung ergab für $\bar{b}$ und $\Delta \bar{b}$ folgende Werte : $0{,}05 \leq \bar{b} \leq 0{,}25$ und $\Delta \bar{b} \approx 0{,}15$.

Über die lange Meßzeit und die große Anzahl von Messungen mittelten sich also die Verstärkungsschwankungen der End - detektoren im wesentlichen heraus.

Der Fehler der Korrektur $\delta R^j(k) = \bar{b} \cdot (R^j_{LED} - R^j_{LED}(k))$

$$\Delta(\delta R^j(k)) = \sqrt{\Delta R^j_{LED}(k)^2 \cdot \bar{b}^2 + (R^j_{LED} - R^j_{LED}(k))^2 \cdot \Delta \bar{b}^2}$$

ging dann in die Fehler der korrigierten A/B-Verältnisse $R^j_{corr}(k) = R^j(k) + \delta R^j(k)$ wie folgt ein :

$$\Delta R^j_{corr}(k) = \sqrt{\Delta R^j(k)^2 + \Delta(\delta R^j(k))^2}$$

e) Gesamtfehler

Aus den acht A/B-Verhältnissen $R^j_{corr}(k)$ erhielt man für jede Meßreihe j wegen des durchgeführten Kompensations - verfahrens ein Links-Rechts-Verhältnis R^j_C mit einem

Fehler $\Delta R^j_C = \frac{1}{8} \cdot R^j_C \cdot \sqrt{\Sigma_k \{\Delta R^j_{corr}(k)/R^j_{corr}(k)\}^2}$

Für das endgültige Links-Rechts-Verhältnis $R = \frac{1}{N} \cdot \sum_{j=1}^{N} R^j_C$ konnte dann der Fehler $\Delta R = \frac{1}{N} \cdot \sqrt{\Sigma_j (\Delta R^j_C)^2}$ und daraus $\Delta\varepsilon = 2 \cdot \Delta R/(R+1)^2$ berechnet werden.

Die Größen von ΔR und $\Delta\varepsilon$ kann man der Tabelle 3 entnehmen. Bei der Berechnung des Fehlers des gesuchten Analysier - vermögens wurde der Fehler der berechneten Primärpolari - sation P^o nicht berücksichtigt. Der Fehler ΔA des Analy - siervermögens wird deshalb : $\Delta A = \Delta\varepsilon/P$. Die Größe der Meßfehler für die einzelnen Messungen sind in Tab. 4 ange - geben.

7. Diskussion der Ergebnisse

Wie von Simon und Welton[24] gezeigt wurde, läßt sich das Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Analysiervermögen in folgender Weise entwickeln:

$$\sigma(\theta)\cdot A(\theta) = \sum_{L=1}^{L_{max}} a_L \cdot P_L^1(\theta)$$

Dabei ist $P_L^1(\theta) = \sin\theta \cdot \frac{dP_L(\cos\theta)}{d(\cos\theta)}$.

Unter der Annahme sehr kleiner Streuphasen und fehlender Mischungsparameter läßt sich diese Entwicklung nach Mutch - ler und Simmons[3] für $L_{max} = 2$ in folgende Form bringen:

$$\sigma(\theta)\cdot A(\theta) \approx \frac{\sin^2\delta_{01}}{4\cdot k^2}\cdot\sin\theta\cdot(12\Delta_{LS}^P + 60\Delta_{LS}^D\cdot\cos\theta)$$

Für $L_{max} = 3$ wurde diese Darstellung von Tornow et al.[8] wie folgt erweitert:

$$\sigma(\theta)\cdot A(\theta) \approx \frac{\sin^2\delta_{01}}{4\cdot k^2}\cdot\sin\theta\cdot(12\Delta_{LS}^P - 42\Delta_{LS}^F + 60\Delta_{LS}^D\cdot\cos\theta + 210\Delta_{LS}^F\cdot\cos^2\theta)$$

Die Größen Δ_{LS}^P, Δ_{LS}^D und Δ_{LS}^F heißen Spin-Bahn-Splitting - Parameter und sind identisch mit den von Gammel und Thaler[4] bzw. von Perring[5] angegebenen Spin-Bahn-Potentialtermen. Sie lassen sich als Linearkombinationen der Triplett-Streu - phasen darstellen:

$$\Delta_{LS}^P = \frac{1}{12}\cdot(-2\cdot\delta_{10} - 3\cdot\delta_{11} + 5\cdot\delta_{12})$$

$$\Delta_{LS}^D = \frac{1}{60}\cdot(-9\cdot\delta_{21} - 5\cdot\delta_{22} + 14\cdot\delta_{23})$$

$$\Delta_{LS}^F = -\frac{5}{42}\cdot\delta_{32} - \frac{1}{24}\delta_{33} + \frac{5}{56}\cdot\delta_{34}$$

Dabei ist θ der CM-Streuwinkel, k die CM-Wellenzahl und δ_{01} die $^3S_1$-Streuphase.
Um von den einzelnen Streuphasenanalysen unabhängige Fits

durchführen zu können, wurde δ_{01} nach der "effective-range"-Theorie berechnet:

$$\cot(\delta_{01}) \approx -\frac{1}{k \cdot a_t} + \frac{1}{2} \cdot k \cdot r_t$$

Die Wellenzahl k berechnet sich nach P. Noyes[25] aus $k^2 = 1{,}20484\ E_{lab}/\text{MeV barn}^{-1}$, die Triplett-Streulänge wurde von Lomon und Wilson[26] zu $a_t = 5{,}414$ fm angegeben und die effektive Triplett-Reichweite schließlich erhält man nach Houk[27] aus $r_t = r_{ot} \cdot (1 - 2 \cdot k^2 \cdot r_{ot} \cdot P_t)$, wobei $r_{ot} = 1{,}75$ fm die Reichweite bei der Energie Null darstellt. Die Größe P_t wurde aus den von Lomon und Feshbach[28] angegebenen Werten für die Neutronenenergie von 15,85 MeV durch lineare Interpolation zu $P_t = -0{,}0184$ bestimmt. Damit ergab sich die gesuchte $^3S_1$-Streuphase zu $\delta_{01} = 91{,}84^o$.

Weiter wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\sigma_n(\theta, E_{lab})$ aus dem totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma_n(E_{lab})$ nach der von Gammel[29] angegebenen Formel berechnet:

$$\sigma_n(\theta, E_{lab}) = \frac{1}{4 \cdot \pi} \cdot \sigma_n(E_{lab}) \cdot (1 + b \cdot \cos^2\theta) \cdot \frac{1}{1 + b/3}$$

mit $b = 2 \cdot (\frac{1}{90} \cdot E_{lab}/\text{MeV})^2$. Damit waren die gesuchten Fits an die experimentellen Daten unabhängig von speziellen Streuphasenanalysen.

Als Ergebnisse dieser Fits erhält man die Entwicklungskoeffizienten a_L, aus denen sich die angegebenen Splitting-Parameter in folgender Weise berechnen lassen:

$$a_1 = 12 \cdot \frac{\sin^2\delta_{01}}{4 \cdot k^2} \cdot \Delta^P_{LS}$$

$$a_2 = 20 \cdot \frac{\sin^2\delta_{01}}{4 \cdot k^2} \cdot \Delta^D_{LS}$$

$$a_3 = 28 \cdot \frac{\sin^2\delta_{01}}{4 \cdot k^2} \cdot \Delta^F_{LS}$$

Üblicherweise werden die Splitting-Parameter in Winkelgraden angegeben.

Zunächst wurde ein Fit nur für die in dieser Arbeit bestimmten Werte bis zu $L_{max} = 2$ durchgeführt. Für die a_L ergaben sich folgende Werte:

$$a_1 = + 0{,}00149 \pm 0{,}00014$$

$$a_2 = + 0{,}00005 \pm 0{,}00015$$

Auf Grund der wenigen für den Fit benutzten Meßwerte ergab sich also eine Winkelverteilung des Analysiervermögens, die praktisch eine reine Sinusform hatte.
Um mehr Information über die Form der Winkelverteilung zu gewinnen, wurden für weitere Fits zusätzlich die von Jones und Brooks[7] bei 16,4 MeV und von Garrett et al.[10] bei 16,2 MeV angegebenen Werte hinzugenommen. In Anlehnung an die von Tornow et al.[8] durchgeführten Untersuchungen wurde zunächst ein Fit bis zu $L_{max} = 3$ durchgeführt. Für die Koeffizienten a_L wurden dabei folgende Werte gefunden:

$$a_1 = + 0{,}00141 \pm 0{,}00012$$

$$a_2 = + 0{,}00011 \pm 0{,}00010$$

$$a_3 = - 0{,}00002 \pm 0{,}00009$$

Um eine Minimalisierung der Summe der Abweichungen von gerechneten und gefitteten Werten (χ^2) zu erreichen, wurde ein weiterer Fit mit $L_{max} = 2$ durchgeführt. Dabei zeigte es sich , daß die χ^2-Werte minimal wurden, dieser Fit also die beste Approximation an das verwendete Datenmaterial darstellte. Es ergaben sich folgende Werte:

$$a_1 = + 0{,}00143 \pm 0{,}00009$$

$$a_2 = + 0{,}00011 \pm 0{,}00010$$

Die daraus berechneten Werte der Spin-Bahn-Splitting-Parameter sind gemeinsam mit den entsprechenden Werten, die für $E_n = 16{,}0$ MeV aus den YALE IV - bzw. LRL X - Streuphasen berechnet wurden, in Tab. 5 zusammengestellt. Dieser Tabelle entnimmt man eine recht gute Übereinstimmung zwischen den LRL-Werten und den experimentell gefundenen Werten der Splitting-Parameter.

	YALE IV	LRL X	Fit 3	Fit 2
Δ^P_{LS}	0,581	0,493	0,517(44)	0,523(33)
Δ^D_{LS}	0,089	0,029	0,025(21)	0,024(21)
Δ^F_{LS}	0,0006	0,0004	- 0,003(15)	——

Tab. 5 Spin-Bahn-Splitting-Parameter aus Streuphasen - analysen und Datenfits (L_{max}= 3 bzw. L_{max}= 2)

Diese gute Übereinstimmung mit der Livermore-Analyse zeigt auch die Abb. 21, in der neben den Yale- und Livermore - Vorhersagen auch die hier gefundene Winkelverteilung des Analysiervermögens

$$A(\theta) = \sin\theta \cdot (1{,}43 + 0{,}11 \cdot 3 \cdot \cos\theta) \cdot \text{mbarn}/\sigma_n(\theta)$$

aufgetragen ist. Die für den Fit verwendeten Meßpunkte kann man ebenfalls dieser Abbildung entnehmen.

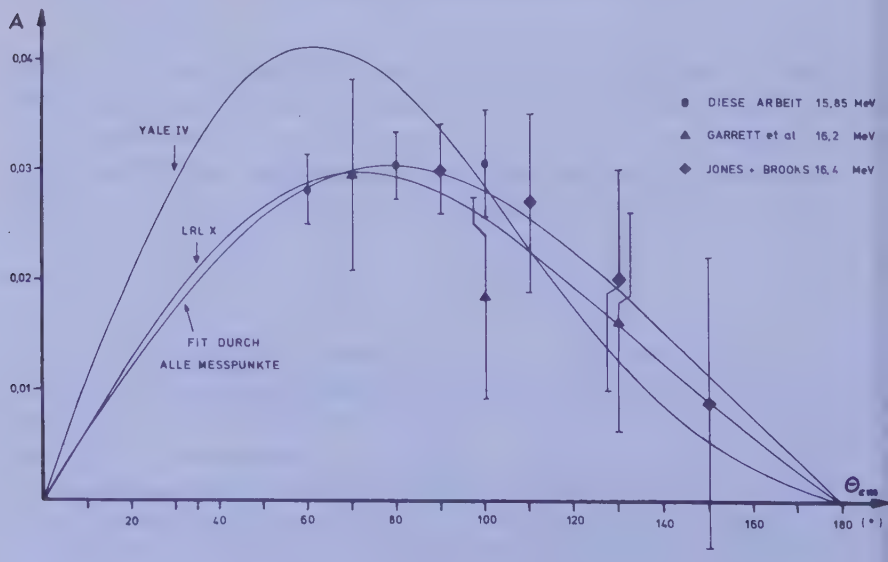

Abb. 21 n-p-Analysiervermögen bei 16 MeV

Die von Fischer et al.[9] bei 14,5 MeV und von Tornow et al.[8] bei 16,9 MeV gefundenen deutlich größeren Abweichungen der Winkelverteilung von der reinen Sinusform lassen auch bei 16 MeV einen größeren Einfluß zumindest der D-Wellen auf die n-p-Streuung erwarten. Letztere Autoren konnten sogar einen deutlichen Beitrag der F-Wellen ($\Delta^F_{LS} < 0$) nachweisen. Ein solcher Beitrag konnte jedoch bei den in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen nicht gefunden werden. Für eine genauere Untersuchung der Form der Winkelverteilung bei 16 MeV bedarf es weiterer genauer Experimente vor allem im Winkelbereich $\theta_{cm} > 100^o$.

Abschließend muß auf ein weiteres Problem, das für die Bestimmung des n-p-Analysiervermögens wichtig ist, einge - gangen werden : den Einfluß der Mehrfachstreuung der Neu - tronen im Streuer (n-p - n-p, n-p - n-^{12}C, n-^{12}C - n-p). Dieser Einfluß kann experimentell mit verschiedenen Methoden untersucht werden. Leemann et al.[30] fanden bei ihren Unter - suchungen der Mehrfachstreuung bei 14,5 MeV eine außer - ordentlich große Diskrepanz der Ergebnisse, die sie bei Messungen mit verschieden großen Streukörpern erzielt hatten. Die Vermutung, dies sei vielleicht durch den Ein - fluß der Mehrfachstreuung der Neutronen am ^{12}C zu verstehen, konnte bei den von Tornow et al.[31] durchgeführten Unter - suchungen, bei denen die effektive ^{12}C-Dichte durch eine zusätzliche Ummantelung des Streuers mit einer Kohlen - stoffschicht erhöht wurde, nicht bestätigt werden.
Auch im Rahmen dieses Experimentes wurde versucht, Infor - mation über den Einfluß der Mehrfachstreuung zu gewinnen. Dazu wurde wie beschrieben eine zusätzliche Messung bei dem Streuwinkel $\theta_{cm} = 30^o$ mit einem kleineren Streukörper durchgeführt. Das Ergebnis dieser Messung kann man zusam - men mit den anderen Werten ebenfalls der Tab. 4 entnehmen und ist gemeinsam mit den beiden zitierten Untersuchungen dieses Problems in Abb. 22 wiedergegeben.
Man sieht, daß sich die beiden unter 30^o gemessenen Werte in Übereinstimmung mit der Messung von Tornow unter Be -

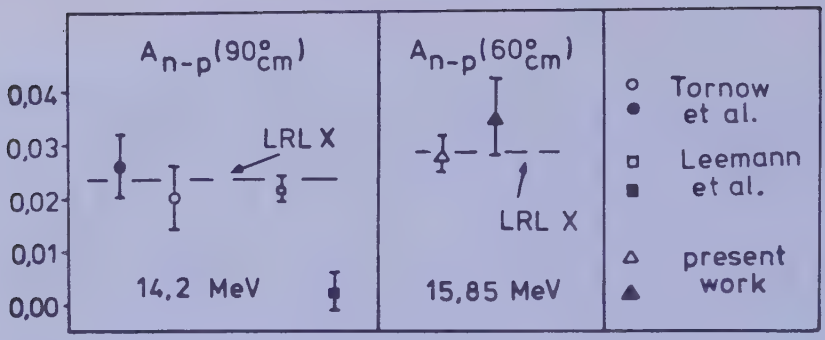

Abb. 22 Messungen zur Untersuchung der Mehrfachstreuung

rücksichtigung der angegebenen Fehlerschranken nur wenig voneinander unterscheiden. Die von Leemann gefundene Diskrepanz der für die verschiedenen Streukörper gefundenen Ergebnisse läßt sich also mit Sicherheit nicht durch Mehrfachstreueffekte erklären.

Neben den experimentellen Untersuchungen gibt es auch Monte-Carlo-Rechnungen zum Problem der Mehrfachstreuung. Wesentliche Voraussetzung dafür ist die genaue Kenntnis des Analysiervermögens des ^{12}C. Die vorliegenden Daten sind aber sehr lückenhaft und fehlen im Energiebereich 8 MeV < E_n < 14 MeV ganz. Brock et al.[32] führten deshalb Rechnungen für eine Neutronenenergie von 14 MeV mit einer sehr stark vereinfachten Modellannhme über den Verlauf des ^{12}C-Analysiervermögens durch. Es wurde im gesamten Energiebereich eine Winkelverteilung $A(\theta) = -0{,}6 \cdot \sin(2\theta)$ angenommen.
Eine realistischere Rechnung wurde von Tornow et al.[31] für eine Neutronenenergie von 13,5 MeV durchgeführt. Dabei wurden sämtliche bisher vorliegenden Werte des ^{12}C-Analysiervermögens berücksichtigt. Für den im angegebenen Energiebereich unbekannten Verlauf $A(\theta, E_n)$ wurde durchweg mit der bei 14,2 MeV gefundenen Winkelabhängigkeit gerechnet. Die Ergebnisse beider Arbeiten zeigen eine gute Übereinstimmung. Danach findet man praktisch nur im Winkelbereich $\theta_{cm} < 80^\circ$ einen meßbaren Einfluß der Mehrfachstreu -

ung auf das gemessene Analysiervermögen des Protons, der sich in einer Verschiebung der Ergebnisse zu kleineren Werten äußerte.
Eine neuere Rechnung von Woye[33] ergab einen völlig anderen Verlauf. Dieser Rechnung zufolge sind die experimentellen Ergebnisse durch die Mehrfachstreueffekte bei Winkeln $\theta_{cm} \leq 35^{o}$ zu größeren Werten, bei Winkeln $\theta_{cm} > 35^{o}$ zu kleineren Werten des Analysiervermögens verschoben.
Bei dieser Rechnung wurde die Datenlücke des n-^{12}C-Analysiervermögens durch Verwendung entsprechender p-^{12}C-Daten ausgefüllt. Wie gut diese Näherung ist, werden erst Messungen des n-^{12}C-Analysiervermögens in diesem Energiebereich ergeben.
Auf Grund dieser Unsicherheit über Betrag und Vorzeichen der Mehrfachstreukorrektur wurde an die in dieser Arbeit gefundenen Werte keine solche Korrektur angebracht.

Die gefundenen Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit den in jüngster Zeit von anderen Autoren durchgeführten Experimenten und können zu einer besseren Kenntnis der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung beitragen. Abschließend muß jedoch angemerkt werden, daß die im Rahmen dieser Arbeit gefundenen Werte für das Analysiervermögen des Protons wesentlich von der angenommenen Größe der Polarisation der Neutronen aus der ^{3}H(^{2}H,n)^{4}He-Reaktion abhängt. In Ergänzung dieser Messungen ist also eine genauere Vermessung dieser Polarisation dringend erforderlich.

Herrn Prof. Dr. H. Krüger danke ich für die Förderung dieser Arbeit. Den Herren Prof. Dr. G. Mack, Dr. G. Mertens, Dr. W. Tornow und Dipl.-Phys. K. Schmidt danke ich für viele wertvolle Diskussionen und die gute Zusammenarbeit beim Experimentieren, insbesondere für die Mithilfe bei der Durchführung der langen Meßreihen. Dipl.-Phys. K. Schmidt danke ich darüber hinaus für die tatkräftige Unterstützung bei apparativen Entwicklungen und bei der Erstellung der Meßprogramme.
Danken möchte ich weiter der Werkstatt des Physikalischen Instituts und Herrn Gritzmann für die Unterstützung beim Aufbau der Apparatur, sowie Herrn Miehe für den unermüdlichen Einsatz am Heliumverflüssiger.
Die Deutsche Forschungsgemeinschaft stellte in dankenswerter Weise Mittel für die Durchführung dieses Experimentes zur Verfügung.

Literaturverzeichnis

1) R. E. Seamon, K. A. Friedman, G. Breit, R. D. Haracz, J. M. Holt, and A. Prakash, Phys. Rev. 165, 1579 (1968)

2) M. H. MacGregor, R. A. Arndt, and R. M. Wright, Phys. Rev. 182, 1714 (1969)

3) G. S. Mutchler and J. E. Simmons, Phys. Rev. C4, 67 (1971)

4) J. L. Gammel and R. M. Thaler, Prog. Cosmic Ray Phys. 5, 99 (1960)

5) J. K. Perring, Rev. Mod. Phys. 39, 550 (1967)

6) C. L. Morris, T. K. O'Malley, J. W. May, Jr., and S. T. Thornton, Phys. Rev. C9, 924 (1974)

7) D. T. L. Jones and F. D. Brooks, Nucl. Phys. A222, 79 (1974)

8) W. Tornow, P. W. Lisowski, R. C. Byrd, and R. L. Walter, Phys. Rev. Lett. 39, 915 (1977)

9) R. Fischer, F. Kienle, H. O. Klages, R. Maschuw, and B. Zeitnitz, Nucl. Phys. A282, 189 (1977)

10) R. Garrett, A. Chisholm, D. Brown, J. C. Duder, and H. N. Bürgisser, Nucl. Phys. A196, 421 (1972)

11) S. C. Wright, Phys. Rev. 99, 996 (1955)

12) L. Wolfenstein, Phys. Rev. 96, 1654 (1954)

13) M. J. Moravcsik, Proceedings of the 2nd Inter - national Symposium on Polarization Phenomena of Nucleons Karlsruhe 1965, p. 159

14) M. H. MacGregor, M. J. Moravcsik, and H. P. Stapp, Annual Review of Nuclear Sciense Vol. 10, 291 (1960)

15) H. Faissner, Ergebnisse der exakten Naturwissen - schaften 32, 180 (1959)

16) Helv. Phys. Acta, Suppl. 6, 436 (1961)

17) G. Mack, Private Mitteilung

18) H. Lesiecki, Dissertation Tübingen 1976

19) M. Thumm, Dissertation Tübingen 1976

20) W. Busse, J. Christiansen, D. Hilscher, U. Morfeld, J. A. Scheer, and W. U. Schröder, Nucl. Phys. A100, 490 (1967)

21) G. Hentschel, Z. Physik 219, 32 (1969)

22) J. P. Smith and S. T. Thornton, Nucl. Phys. A187, 433 (1972)

23) Th. Stammbach and R. L. Walter, Nucl. Phys. A180, 225 (1972)

24) A. Simon and T. A. Welton, Phys. Rev. 90, 1036 (1953)

25) H. P. Noyes, Phys. Rev. 130, 2025 (1963)

26) E. Lomon and R. Wilson, Phys. Rev. C9, 1329 (1974)

27) T. L. Houk, Phys. Rev. C3, 1886 (1971)

28) E. Lomon and H. Feshbach, Rev. Mod. Phys. 39, 611 (1967)

29) J. L. Gammel in Fast Neutron Physics, edited by J. B. Marion and J. L. Fowler (Interscience, New York, 1963), Vol. 2, p. 2185

30) B. Th. Leemann, R. Casparis, M. Preiswerk, H. Rudin, R. Wagner, P. E. Zupranski, Helv. Phys. Acta 47, 479 (1974) and Proceedings of the Fourth International Symposium on Polarization Phenomena in Nuclear Re - actions, Zürich 1975, p. 437

31) W. Tornow, P. W. Lisowski, R. C. Byrd, S. E. Skubic, and R. L. Walter and T. B. Clegg, Proceedings of the Fourth International Symposium on Polarization Phe - nomena in Nuclear Reactions, Zürich 1975, p. 439

32) J. E. Brock, A. Chisholm, J. C. Duder, and R. Garrett, Nucl. Instr. Meth. 137, 537 (1976)

33) E. Woye, Diplomarbeit Tübingen 1978

Lebenslauf

Am 11. Oktober 1943 wurde ich als Sohn des damaligen Kreisbaurates Dipl.-Ing. Wilhelm Steinkilberg und seiner Ehefrau Hildegard Emma, geb. Meyhöfener, in Ibbenbüren geboren. Von 1950 bis 1954 besuchte ich in Recklinghausen die Volksschule und von 1954 an das dortige naturwissen - schaftliche Hittorf-Gymnasium, an dem ich 1963 meine Reifeprüfung ablegte.

Nach zweijähriger Dienstzeit bei der Bundeswehr, die ich als Leutnant d. R. verließ, begann ich im Sommersemester 1965 an der Universität Tübingen das Studium der Physik. Am 24.4.1968 bestand ich die Vordiplomprüfung und legte nach Fertigstellung meiner Diplomarbeit mit dem Thema "Kernresonanzuntersuchungen am ^{55}Mn, ^{79}Br und ^{81}Br" am 11.2.1972 mein Diplom ab. Seit dem Frühjahr 1972 arbei - tete ich nach Überwechseln in die Abteilung für spezielle Neutronenphysik des Physikalischen Instituts der Univer - sität Tübingen unter Anleitung von Prof. Dr. G. Mack an meiner Dissertation "Analysiervermögen des Protons für die n-p-Streuung mit 16-MeV-Neutronen". Die Dissertation wurde im Februar 1978 abgeschlossen.

Nach anfänglicher Tätigkeit als wissenschaftliche Hilfs - kraft erhielt ich ab Oktober 1972 ein Stipendium nach dem Graduiertenförderungsgesetz. Seit Anfang 1975 bin ich wissenschaftlicher Angestellter am Physikalischen Institut der Universität.

Meine akademischen Lehrer waren:

W. Braunbek, W. Bues, G. Elwert, K. H. Hofman, H. Kneser, H. Krüger, F. Lenz, G. Mack, H. Mitter, G. Möllenstedt, R. Mühleisen, E. Müller, M. Müller, W. Niethammer, M. Reimer, P. Roquette, W. Rüdorff, H. H. Schäfer, H. Stumpf, H. Wielandt, H. W. Wittern, K. Wildermuth, A. Wolf

Sprint-Druck GmbH
7000 Stuttgart 30
Wiener Str. 117
Tel. 0711/81 26 69

Sprint-Druck GmbH
7000 Stuttgart 30
Wiener Str. 117
Tel. 0711/81 26 69